

SÉRIE A, N^o 1019
N^o D'ORDRE :
1855

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. P. FLEURY

Agrégé-préparateur à l'École Normale Supérieure

1^{re} THÈSE. — MESURES SUR LE RAYONNEMENT DU CORPS NOIR
EN VUE DE SON EMPLOI COMME ÉTALON PRIMAIRE
D'INTENSITÉ LUMINEUSE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **6** Juin 1925 devant la Commission d'examen.

MM. H. ABRAHAM..... *Président.*

CH. FABRY..... } *Examineurs.*
M. GUICHARD..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1925



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 1019

N° D'ORDRE :

1855

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. P. FLEURY

Agrégé-préparateur à l'École Normale Supérieure

1^{re} THÈSE. — MESURES SUR LE RAYONNEMENT DU CORPS NOIR
EN VUE DE SON EMPLOI COMME ÉTALON PRIMAIRE
D'INTENSITÉ LUMINEUSE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juin 1925** devant la Commission d'examen.

MM. H. ABRAHAM..... *Président.*

CH. FABRY..... } *Examineurs.*

M. GUICHARD.... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1925

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... MOLLIARD, *Prof.*... Physiologie végétale.

Doyen honoraire.... P. APPELL.

Profess. honoraires..

P. PUISEUX
VÉLAIN.
BOUSSINESQ.
A. JOANNIS.



Professeurs ...

E. PICARD..... Analyse supér. et algèbre supérieure.
KOENIGS..... Mécanique physique et expérimentale.
GOURSAT..... Calcul différentiel et calcul intégral.
JANET..... Electrotechnique générale.
WALLERANT..... Minéralogie.
ANDOYER..... Astronomie.
PAINLEVÉ..... Mécanique anal. et mécanique céleste.
HAUG..... Géologie.
H. LE CHATELIER. Chimie générale.
G. BERTRAND.... Chimie biologique.
M^{me} P. CURIE.... Physique générale et radioactivité.
CAULLERY..... Zoologie (Évolution des êtres organisés)
C. CHABRIÉ..... Chimie appliquée.
G. URBAIN..... Chimie minérale.
EMILE BOREL Calcul des probabilités et phys. mathém.
MARCHIS..... Aviation.
JEAN PERRIN.... Chimie physique.
ABRAHAM..... Physique.
CARTAN..... Géométrie supérieure.
LAPICQUE..... Physiologie.
GENTIL..... Géographie physique.
VESSIOT..... Théorie des groupes et calc. des variat.
COTTON..... Physique générale.
DRACH..... Application de l'analyse à la géométrie.
C. FABRY..... Physique.
CHARLES PÉREZ ... Zoologie.
LEDUC..... Physique théorique et phys. céleste.
LÉON BERTRAND... Géologie appliquée et géolog. régionale.
LESPIEAU..... Théories chimiques.
RABAUD..... Biologie expérimentale.
PORTIER..... Physiologie comparée.
E. BLAISE..... Chimie organique.
DANGEARD..... Botanique.
MAURAIN..... Physique du Globe.
MONTEL..... Mécanique rationnelle.
WINTREBERT.... Anatomie et histologie comparées.
DUBOSQ..... Biologie maritime.
M. TIFFENEAU... Chimie (Enseignement P. C. N.).
JULIA..... Mathématiques générales.

HÉROUARD..... Zoologie.
RÉMY PERRIER ... Zoologie (Enseignement P. C. N.).
SAGNAC..... Physique théorique et physique céleste.
PÉCHARD..... Chimie (Enseignement P. C. N.).
AUGER..... Chimie analytique.
M. GUICHARD.... Chimie minérale.
GUILLET..... Physique.
MAUGUIN..... Minéralogie.
BLARINGHEM.... Botanique.
MICHEL-LÉVY.... Pétrographie.

Secrétaire..... D. TOMBECK.

A MON PERE

À mon maître

Monsieur H. ABRAHAM

Directeur du Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure

*Hommage de respectueuse
et profonde reconnaissance.*

MESURES SUR
LE RAYONNEMENT DU CORPS NOIR
EN VUE DE SON EMPLOI
COMME ÉTALON PRIMAIRE D'INTENSITÉ LUMINEUSE

Par P. FLEURY,
Agrégré-préparateur à l'Ecole Normale supérieure.

INTRODUCTION

Objet de ces recherches.

Le développement considérable de la technique de l'éclairage depuis un quart de siècle, a donné une importance croissante aux mesures photométriques ; la précision de celles-ci est souvent supérieure au degré de constance et de reproductibilité des étalons qui servent actuellement à définir la *bougie* : c'est ce qui nous a conduit à essayer d'améliorer la détermination de cette unité.

Nous avons employé à cet effet une enceinte isotherme percée d'une très petite ouverture, assimilable au « radiateur intégral » ou « corps noir » défini par Kirchoff, et dont le rayonnement obéit à des lois bien connues. La lumière émise par ce radiateur, à la température la plus élevée que nous connaissions exactement — celle de la fusion de l'or — est trop rouge pour qu'on puisse le comparer directement aux principales sources usuelles. Il peut, en revanche, constituer un étalon pour la mesure des flux monochromatiques et servir, en particulier, à une évaluation précise du rayonne-

ment émis, dans une certaine région du spectre, par un autre corps noir. La température de celui-ci sera alors, sinon bien connue dans l'échelle thermodynamique, du moins très exactement réperée : s'il est assez chaud pour que sa couleur convienne bien aux mesures photométriques courantes, il pourra servir d'étalon de lumière blanche.

Les recherches que nous avons entreprises ont eu pour but la réalisation effective et la détermination précise d'un tel étalon.

CHAPITRE PREMIER

Etat actuel de la question de l'étalon primaire d'intensité lumineuse.

1. Principales qualités exigibles de l'étalon. — Il est indispensable que la source choisie ait une constance et une reproductibilité en rapport avec la précision des mesures photométriques (celle-ci est actuellement de quelques millièmes). Il faut, en outre, pour la bonne exécution de ces mesures, que sa couleur soit voisine de celle des sources artificielles les plus employées, et que son intensité lumineuse soit assez élevée (ses dimensions restant, d'autre part, assez faibles).

Nous allons indiquer rapidement en quoi les étalons actuels se montrent insuffisants, puis rappeler les plus intéressantes des propositions que l'expérience a fait abandonner, enfin indiquer les essais d'utilisation du « corps noir » effectués jusqu'ici ⁽¹⁾.

2. Insuffisance des étalons actuellement employés. —
a) *Étalons électriques à filament incandescent.* — Ce sont presque les seuls dont on se serve aujourd'hui. On sait qu'une lampe à filament de carbone, que l'on a soin de ne pas « survolter », présente une assez longue période de stabilité, une fois passées les premières dizaines d'heures d'allumage

⁽¹⁾ Un exposé historique plus détaillé, comportant quelques indications sur les étalons à flamme et des renseignements bibliographiques, a été présenté récemment à la Société française des Electriciens (séances de discussion, décembre 1924).

(pendant lesquelles la pression du gaz résiduel diminue, ainsi que la résistance électrique du filament). L'intensité lumineuse est alors bien fixe, pourvu qu'on maintienne constante la différence de potentiel aux bornes (la première de ces quantités varie d'environ 5,5 o/o quand la seconde change de 1 o/o). Et ce n'est parfois qu'au bout d'une centaine d'heures que l'usure de la lampe devient sensible : elle se manifeste par une augmentation de résistance du filament et une diminution de transparence de l'ampoule.

Les laboratoires d'étalonnage — et en particulier le Laboratoire Central d'Electricité, à Paris — ont constitué des groupes de lampes (dix, par exemple), soigneusement « formées » et sélectionnées. Ils ont mesuré leurs intensités lumineuses relatives, et évalué leur intensité moyenne, par comparaison avec les étalons antérieurement utilisés. A partir de ce moment, ce sont ces lampes qui ont servi à déterminer la *bougie* ⁽¹⁾. Elles sont conservées à l'abri des trépidations, et utilisées à de rares intervalles pour le calibrage d'étalons secondaires. On les compare périodiquement les unes aux autres, et quand l'une d'elles a varié par rapport à la moyenne, on la remplace par une nouvelle.

On peut se demander si, malgré toutes ces précautions, la conservation de l'unité est suffisamment bien assurée. La même question se pose, il est vrai, pour toutes les unités déterminées non par une simple définition (comme c'est le cas, par exemple, pour l'ohm international, si on suppose connues les unités de longueur et de masse), mais bien par un étalon matériel construit une fois pour toutes (étalons dits « de deuxième espèce »).

(¹) A la suite d'accords intervenus en 1909 entre le « Bureau of Standards », le « National Physical Laboratory » et le Laboratoire Central d'Electricité, et ratifiés depuis lors par la Commission Internationale de l'Eclairage, l'unité ainsi fixée est la même pour tous les pays représentés à cette Commission (Etats-Unis, France, Grande-Bretagne, Italie, Suisse). Voir sur ce sujet : *La lumière électrique*, 6, 275, 1909 ; *Revue générale d'Electricité*, 10, 81, 1921.

Le mètre fait partie de cette dernière catégorie, et bien qu'on n'ait guère d'inquiétudes au sujet de sa conservation, il a pu paraître très utile de le comparer à d'autres longueurs dont la stabilité semblait encore plus assurée : en fait, c'est aujourd'hui une certaine radiation du spectre du cadmium qui constitue le véritable étalon primaire de longueur, et c'est un étalon « de première espèce ».

Dans le cas des lampes à filament incandescent, un contrôle analogue est tout à fait indispensable, car chaque fois qu'on les utilise pour une mesure, on les use un peu, et même lorsqu'on ne s'en sert pas, elles peuvent subir des modifications progressives altérant l'intensité lumineuse de chacune d'elles, tout en laissant sensiblement constantes leurs intensités relatives.

A cause de cette incertitude, on peut les considérer comme des étalons secondaires — d'ailleurs extrêmement commodes — mais qu'il y a lieu de comparer périodiquement à un étalon primaire stable. Voyons si des sources à flamme peuvent actuellement remplir ce dernier rôle.

b) *Etalons à flamme.* — La lampe Carcel, après avoir rendu en France, pendant de longues années, de bons services, est aujourd'hui abandonnée. Mais on se sert encore un peu, en Angleterre et aux Etats-Unis, de la lampe au pentane de Vernon-Harcourt, et c'est toujours la lampe Hefner, à acétate d'amyle, qui détermine en Allemagne l'unité d'intensité lumineuse ⁽¹⁾.

Ces deux sources sont, au prix d'une définition assez compliquée, des étalons « de première espèce » : la forme de la lampe, le combustible et les conditions d'emploi étant fixés, l'intensité lumineuse est par là-même déterminée.

(1) Diverses sources à flamme d'acétylène, d'éthylène, etc..., ainsi que la lampe à alcool et benzine proposée par M. BLONDEL ont aussi été employées comme étalons, mais pas pour des mesures de précision.

Malheureusement, elle ne l'est pas avec une suffisante précision.

Une première difficulté tient à la grande sensibilité de ces sources aux variations de pression et de composition de l'atmosphère où elles brûlent : suivant la saison, leur intensité peut varier de ce fait de près de 10 o/o. Or, malgré de nombreuses recherches, on ne connaît pas très exactement la formule à appliquer pour tenir compte de ces influences : l'incertitude qui en résulte peut atteindre 1,5 o/o.

D'autre part, la constance d'une lampe déterminée n'est pas assurée à 1 o/o près ; et deux lampes que l'on a cherché à faire aussi semblables que possible, et qui fonctionnent dans les mêmes conditions, présentent des écarts atteignant souvent 4 o/o et parfois davantage ⁽¹⁾. A ces défauts s'ajoutent, pour la lampe Hefner, la faible intensité (0 b. 9) et la couleur trop rouge de la lumière émise.

Les sources à flamme ne satisfont donc pas mieux que les lampes à filament incandescent à l'ensemble des conditions que nous avons rappelées plus haut.

3. Propositions antérieures. — Bien des tentatives de réalisation d'un étalon primaire supérieur à ceux que nous venons de discuter ont été faites jusqu'ici. Parmi les plus anciennes, nous rappellerons seulement les deux suivantes, que l'on peut considérer comme de premiers pas dans la voie conduisant à l'emploi du corps noir.

a) *L'étalon Violle.* — En 1879. Violle ⁽²⁾ avait proposé d'adopter comme unité « la quantité de lumière émise en direction normale par un centimètre carré de surface de platine pur fondu, à la température de solidification »,

⁽¹⁾ ROSA et CRITTENDEN, « Flame standards in photometry », *Bull. Bur. Stand.*, 10, 557, 1914.

⁽²⁾ VIOLLE, *C. R.*, 88, 171, 1879; *Ann. Ch. et Ph.*, VI, 3, 373, 1884.

intensité qu'il avait trouvée égale à 2,08 fois celle de la lampe Carcel normale.

Cette définition, très séduisante par sa simplicité et par les garanties de stabilité qu'elle semblait offrir, fut adoptée en 1884 par une Convention internationale; et en 1889, le Congrès International des Electriciens définit une unité pratique, la *bougie décimale*, égale par convention au vingtième de l'unité précédente, c'est-à-dire à 0,104 Carcel, d'après les mesures de Violle.

Ce fut en fait cette dernière relation qui servit à déterminer la bougie décimale ⁽¹⁾. En effet, l'expérience montra que l'étalon Violle était, contrairement aux prévisions, extrêmement peu constant. Lummer ⁽²⁾, au Reichsanstalt, trouva des écarts atteignant 14 o/o; Petavel ⁽³⁾, au National Physical Laboratory, et plus récemment Laporte, au Laboratoire Central d'Electricité, ont fait de très nombreuses mesures sans pouvoir obtenir une concordance suffisante.

Il semble très difficile de maintenir le bain de platine à température bien uniforme, tout en isolant la lumière qu'il émet de celle qui pourrait provenir de l'enceinte et être réfléchiée par lui, — et plus difficile encore de fondre le métal en le maintenant parfaitement pur; or, des traces d'impuretés peuvent suffire à faire varier notablement sa température de fusion, et aussi son pouvoir émissif à une température donnée.

Violle fondait le platine au chalumeau oxhydrique, dans un creuset de chaux; pour diminuer les causes d'altération, Siemens ⁽⁴⁾ utilisa une feuille du même de ce métal tendue entre deux supports et progressivement chauffée par le pas-

⁽¹⁾ La bougie internationale actuellement en usage est égale à l'ancienne bougie décimale, mais est déterminée, comme nous l'avons vu, avec une précision plus grande.

⁽²⁾ LUMMER, *Zs. f. Instk.*, 11, 161, 1891; 14, 267, 1894.

⁽³⁾ PETAVEL, *Proced. Roy. Soc.*, 65, 469, 1899.

⁽⁴⁾ SIEMENS, *Elektrotechn. Zs.*, 5, 244, 1884.

sage d'un courant électrique ; il mesurait à chaque instant sa brillance, jusqu'au moment de la fusion. Mais cette méthode ne donna pas non plus de bons résultats, en particulier parce que la feuille de platine n'avait pas une température uniforme, et, d'autre part, s'effondrait ou se déchirait souvent bien avant de fondre.

Des tentatives quelque peu différentes faites plus tard par Petavel ⁽¹⁾ n'eurent pas plus de succès.

D'ailleurs, outre le manque de constance des sources de lumière ainsi déterminées, leur couleur relativement rouge serait aujourd'hui un obstacle à leur emploi pour la photométrie de précision.

b) *Le cratère positif de l'arc.* — Abney, puis Violle ⁽²⁾, avaient cru que la brillance du cratère positif de l'arc au carbone était constante, et voisine de 16000 bougies par centimètre carré ; d'où l'idée de l'utiliser comme étalon ⁽³⁾. Mais des expériences précises de Petavel ⁽⁴⁾, maintes fois confirmées depuis, ont montré que cette brillance subit en réalité des fluctuations importantes, pouvant atteindre 5 o/o en plus ou en moins.

Les essais que nous venons de rappeler ne furent pourtant pas totalement infructueux ; ils consistaient à utiliser le rayonnement « purement thermique » d'un corps déterminé porté à une température fixe : on a songé ensuite à éliminer toutes les difficultés dues au manque d'homogénéité ou de pureté de la substance employée, en prenant comme radiateur un « corps noir ».

4. Essais d'utilisation d'un corps noir. — a) *Intérêt qu'il*

⁽¹⁾ PETAVEL, *Electrician*, 50, 1912, 1902 ; PETAVEL et HARWOOD, *Proced. Roy. Soc.*, 86 A, 419, 1912.

⁽²⁾ VIOLE, *C. R.*, 115, 1273, 1892.

⁽³⁾ BLONDEL, *Electrician*, 32, 117, 1893.

⁽⁴⁾ PETAVEL, *Proced. Roy. Soc.*, 65, 469, 1899.

présente, difficultés à surmonter. — On sait que Kirchoff ⁽¹⁾ a appelé « corps noirs » ceux qui absorbent complètement l'énergie radiante incidente, et a montré qu'à chaque température ils émettent tous le même rayonnement. Or, comme l'ont indiqué Lummer et Wien ⁽²⁾, toute enceinte isotherme qui ne reçoit ou n'émet de radiations que par une ouverture extrêmement petite satisfait à la condition précédente; son intensité lumineuse ne dépend donc que de sa température, et non de la substance qui la constitue.

Aussi a-t-on proposé, dès 1896 (un an après la première réalisation d'un « corps noir » expérimental), et à maintes reprises depuis lors, d'utiliser une telle source comme étalon primaire de lumière ⁽³⁾.

Malheureusement la variation de la brillance du corps noir en fonction de la température est extrêmement rapide : environ 1/200 par degré centigrade, au voisinage de 2000° à 2100° K ⁽⁴⁾ (Cas où la couleur de la lumière émise est sensiblement la même que celle des lampes à filament de carbone). Il faut par suite que pendant la durée des mesures la température de l'enceinte utilisée soit maintenue constante avec une grande précision, qu'elle soit assez uniforme, et enfin qu'elle soit très bien déterminée : on n'a pas besoin, il est vrai, de connaître exactement sa valeur, dans l'échelle thermodynamique, mais on doit pouvoir la repérer et la reproduire à moins de 1° près. Il est très difficile de satisfaire à ces conditions; c'est ce qui explique que les diverses suggestions relatives à l'emploi d'un « corps noir » en photo-

(1) KIRCHOFF, *Ann. Ph. Ch. Pogg.*, 109, 275, 1860.

(2) WIEN et LUMMER, *Ann. Ph. Ch. Pogg.*, 56, 451, 1895.

(3) BLONDEL, *Ecl. El.*, 8, 341, 1896; VIOLE, « Sur un étalon de lumière », *C. R.*, 141, 1188, 1905; NERNST, *Phys. Zs.*, 7, 380, 1906; WAIDNER et BURGESS, *El. World*, 52, 625, 1908; WARBURG, « Une unité de lumière rationnelle », *Phys. Ber.*, 19, 3, 1917.

(4) Dans ce mémoire, les indications de température seront suivies de la lettre C ou K suivant qu'on aura pris pour origine le point de fusion de la glace ou le zéro absolu.

métrie n'aient pas, jusqu'à ces dernières années, été suivies de réalisation.

b) *Détermination indirecte de la brillance du corps noir.*

— Plusieurs auteurs ⁽¹⁾ ont cherché à s'affranchir des difficultés expérimentales que nous venons de rappeler, en calculant par la méthode suivante la brillance B du corps noir à la température absolue T .

Soient : $\rho_\lambda d\lambda$ le flux d'énergie qu'il émet entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$;

k_λ le facteur de visibilité relative de la radiation λ ⁽²⁾ ;
 M l'inverse du facteur de visibilité, pour la longueur d'onde de visibilité maxima (M est ce qu'on appelle quelquefois « l'équivalent mécanique de la lumière »).

On a :

$$B = \frac{1}{\pi M} \int k_\lambda \rho_\lambda d\lambda$$

(l'intégrale étant étendue à tout le spectre visible).

Or, ρ_λ est donné par la formule de Planck :

$$\rho_\lambda = c_1 \lambda^{-5} \left[e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right]^{-1}.$$

(1) PIRANI et MIETHING, « Rayonnement, température et brillance du corps noir », *Phys. Ber.*, 17, 219, 1915 ; MEYER, « Rayonnement lumineux du corps noir entre 2 000° et 10 000° absolus », *Phys. Ber.*, 17, 384, 1915 ; LANGMUIR, « Les caractéristiques des filaments de tungstène en fonction de la température », *Phys. Rev.*, 7, 302, 1916 ; BOUTARIC et VUILLAUME, « Sur quelques propriétés des sources lumineuses à rayonnement intégral (corps noirs) », *Revue d'optique*, 2, 41, 1923.

(2) « On appelle facteur de visibilité, pour une radiation monochromatique, le rapport du flux lumineux au flux d'énergie correspondant. Le facteur de visibilité relative k_λ d'une radiation monochromatique est le rapport du facteur de visibilité de cette radiation à la valeur maximum du facteur de visibilité » (Définitions adoptées par la Commission Internationale de l'Eclairage, qui a publié un tableau des valeurs de k_λ considérées actuellement comme les plus probables).

Les facteurs M et k_λ ayant été déterminés expérimentalement, on peut en déduire B . En fait, on n'a ainsi qu'un résultat grossièrement approché, à cause des incertitudes actuelles sur la valeur de k_λ , c_1 , c_2 et surtout M . On doit, au contraire, considérer que, quand les trois premières de ces quantités seront bien connues, ce sont les mesures directes de la brillance du corps noir qui permettront d'évaluer avec précision M ⁽¹⁾.

c) *Mesures directes : travaux de Hyde, Forsythe et Cady, et de Ives.* — Les premières de ces déterminations purement expérimentales ont été faites en 1901 par Lummer et Pringsheim ⁽²⁾ (à des températures inférieures à 1700° K,) puis en 1906 par Nernst ⁽³⁾, qui trouva pour le corps noir une brillance d'environ 1 bougie Hefner par millimètre carré (90 bougies internationales par centimètre carré) à 2092° K, et proposa de l'employer comme étalon, à cette température. Mais leurs mesures photométriques et surtout pyrométriques étaient assez peu précises.

Celles que MM. Hyde, Forsythe et Cady effectuèrent il y a quelques années ⁽⁴⁾, en vue de déterminer « l'équivalent mécanique de la lumière », furent beaucoup plus soignées.

Leurs résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous :

T (K°). . .	1 700	2 000	2 050	2 100	2 400	2 650
B (h/cm²). .	5,08	44,3	60,0	80,1	354	939

(1) CH. FABRY, *Rapports sur la photométrie hétérochrome*, présentés à la Commission Internationale de l'Eclairage, Paris, juillet 1921 ; Genève, juillet 1924.

(2) LUMMER et PRINGSHEIM, « Détermination des températures à l'aide des lois du rayonnement », *Phys. Zs.*, 3, 97, 1901.

(3) NERNST, « Détermination des hautes températures », *Phys. Zs.*, 4, 733, 1903 ; « Brillance du corps noir », *Phys. Zs.*, 7, 380, 1906.

(4) HYDE, FORSYTHE et CADY, « Nouvelle détermination expérimentale de la brillance du corps noir et de l'équivalent mécanique de la lumière », *Phys. Rev.*, 13, 45, 1919.

C'est à 2077° K que, suivant eux, le corps noir aurait même couleur que les lampes à filament de carbone ; sa brillance serait alors de $70,2 \text{ b/cm}^2$.

Ces auteurs n'indiquent pas jusqu'à quel point les températures réalisées étaient constantes et uniformes, ni quel était le degré de précision de leurs diverses mesures. L'emploi du pyromètre à rayonnement monochromatique qu'ils utilisaient comporte, en particulier, une incertitude bien supérieure à la limite que nous avons indiquée plus haut.

M. Ives ⁽¹⁾ a cherché à s'affranchir de cette cause d'erreur, en opérant à une température de changement d'état d'un corps pur : dès 1896, M. Blondel ⁽²⁾ avait proposé de modifier l'étalon Violle en employant une enceinte fermée, isotherme avec le platine en fusion. C'est cette expérience, suggérée à nouveau, en 1908, par Waidner et Burgess ⁽³⁾ que M. Ives a réussi à réaliser.

Son « corps noir » est un cylindre de platine aussi pur que possible, à parois minces, chauffé progressivement par passage d'un courant électrique (comme dans les essais de Siemens). Il porte une étroite ouverture longitudinale dont on observe la brillance, dans une direction convenable, à l'instant de la fusion.

La moyenne des résultats de 46 pointés photométriques, contrôlés par 24 expériences où l'œil de l'observateur était remplacé par une cellule photoélectrique, fut $55,40 \text{ b/cm}^2$, l'écart relatif maximum et l'écart moyen d'une mesure par rapport à cette moyenne étant respectivement de 2,02 0/0 et de 0,72 0/0.

M. Ives a constaté que le rayonnement de l'enceinte utilisée varie sensiblement quand le métal est maintenu

⁽¹⁾ IVES, « Etalon primaire de lumière, conforme à la proposition de Waidner et Burgess », *Jl. of Franklin Inst.*, 197, 147 et 359, 1924.

⁽²⁾ BLONDEL, *Ecl. El.*, 8, 341, 1896.

⁽³⁾ WAIDNER et BURGESS, *El World*, 52, 625, 1908.

longtemps à haute température, sans doute parce que son pouvoir réfléchissant diminue. L'échauffement doit donc être assez rapide : 100° au moins pendant la dernière minute; la brillance augmente alors d'environ $1/100$ *par seconde*. La fusion étant elle-même très brusque, il a fallu toute l'habileté expérimentale de l'auteur pour obtenir les résultats bien concordants que nous avons indiqués ci-dessus.

Il faut encore tenir compte, pour évaluer la précision de ceux-ci, des erreurs possibles sur diverses mesures auxiliaires (facteur de transmission et grandissement linéaire d'une lentille au moyen de laquelle on forme une image du « corps noir » sur l'une des plages de photomètre, dimensions du diaphragme limitant la surface utile de cette lentille, etc...).

M. Ives pense cependant que l'étalon qu'il propose est reproductible à $1/500$ près; il déclare d'ailleurs que seules des expériences ultérieures pourront vérifier ce point, et aussi mettre en évidence des différences éventuelles entre le radiateur ainsi réalisé et le « corps noir » théorique, à température de fusion du platine.

CHAPITRE II

Principe de nos mesures.

Les considérations que nous venons d'exposer ont conduit la Commission Internationale de l'Eclairage à prendre au cours de sa dernière session ⁽¹⁾ les résolutions suivantes :

« La Commission recommande l'adoption internationale, comme étalon primaire de lumière, de la brillance d'un corps noir, utilisé dans des conditions sujettes à définition précise.

« Elle recommande aux laboratoires nationaux de prendre des mesures :

« *a)* Pour formuler des définitions normalisées pour la construction et les conditions d'emploi d'un corps noir comme étalon primaire de lumière ;

« *b)* Pour établir une valeur définitive de la brillance d'un corps noir utilisé dans ces conditions, exprimée en bougies internationales par centimètre carré. »

Les expériences que nous allons décrire correspondent exactement (bien qu'elles aient été entreprises depuis plusieurs années déjà) au programme ainsi fixé.

Nous nous sommes appliqué à réaliser un radiateur se rapprochant le plus possible du corps noir théorique, et pouvant être chauffé à plus de 2000° K, — à repérer sa température à une fraction de degré près, — et à le comparer avec précision aux lampes à filament de carbone qui sont les étalons provisoires actuels.

(1) Genève, juillet 1924.

Détermination de la température du radiateur employé comme étalon. — Pour effectuer une mesure photométrique soignée, on prend la moyenne d'un assez grand nombre de « pointés » successifs : d'où la nécessité de maintenir constante pendant quelques minutes au moins l'intensité des sources employées. Il nous a paru dans ces conditions peu avantageux de chercher à amener notre « corps noir » au point de fusion ou d'ébullition d'un corps pur déterminé, vu la difficulté de maintenir à très haute température l'une quelconque des substances auxquelles on pouvait songer pour cet usage sans que des impuretés provenant de ses supports, de l'enceinte chauffante ou de l'atmosphère du four la souillent rapidement.

La mesure des températures par le rayonnement total émis se heurte, d'autre part, à des difficultés considérables si l'on recherche une haute précision, à cause de l'absorption inégale et souvent mal connue des radiations de diverses longueurs d'onde par les gaz, les « fenêtres » de verre ou de quartz qu'on est parfois obligé d'interposer, et les appareils récepteurs eux-mêmes.

Les meilleures déterminations sur le corps noir à haute température ont été faites, jusqu'ici, en évaluant son rayonnement monochromatique, et en utilisant la loi de Planck que nous avons rappelée plus haut :

$$\rho_{\lambda} = c_1 \lambda^{-5} \left[e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right]^{-1}.$$

Dans toute l'étendue du spectre visible, et tant que T reste inférieur à 2500° K, on commet d'ailleurs une erreur tout à fait négligeable en remplaçant cette formule par celle qu'a indiquée antérieurement Wien :

$$\rho_{\lambda} = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}.$$

Vu l'incertitude sur la valeur du coefficient c_1 , et pour éviter des mesures absolues, on compare ce rayonnement à celui $\rho_{0\lambda}$ émis, dans les mêmes conditions, à une température connue T_0 choisie parmi les plus élevées que l'on ait déterminées avec précision au moyen du thermomètre à gaz (On utilise généralement le point de fusion de l'or $T_0 = 1336^\circ \text{ K}$).

On a :

$$\frac{\rho_\lambda}{\rho_{0\lambda}} = e^{\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)} \quad (1)$$

d'où l'on déduit T , connaissant T_0 , c_2 et λ .

Malheureusement, on hésite encore pour c_2 entre des valeurs comprises entre 14300 et 14350, λ étant évalué en microns; et suivant qu'on admet l'un ou l'autre de ces nombres, le résultat trouvé pour T varie de près de 10° (aux environs de 2000° K).

Chose plus grave encore, les pyromètres utilisés ne se prêtent pas à une mesure très précise du rapport $\frac{\rho_\lambda}{\rho_{0\lambda}}$. Enfin les rayonnements « monochromatiques » que l'on compare sont en fait délimités par un spectroscope à vision directe, et plus souvent par un simple verre coloré, laissant passer une large bande spectrale : il est difficile d'évaluer avec exactitude la longueur d'onde « efficace » λ qui doit intervenir dans le calcul ci-dessus.

Nous avons repris cette méthode en nous efforçant d'utiliser une région du spectre aussi bien déterminée que possible, et de mesurer avec précision le rapport N des rayonnements émis dans cette région par le corps noir, soit à la température T où nous voulions l'employer comme étalon, soit à celle de fusion de l'or T_0 .

La connaissance de ce nombre N nous suffit d'ailleurs pour *repérer* la température considérée, sans qu'il soit besoin de la calculer par la formule (1) : on s'affranchit

ainsi des erreurs correspondant à une inexactitude possible de la loi de Wien, ou des valeurs admises pour c_2 , λ et même T_0 ,

Le principe de nos mesures (une fois réalisés, comme nous le verrons plus loin, les deux radiateurs à T_0^0 et T^0), est donc le suivant :

a) *Mesures photométriques.* — On compare à l'aide d'un photomètre, l'intensité lumineuse I (bougies) d'une lampe L étalon provisoire à filament de carbone, à celle d'une surface déterminée σ (centimètres carrés) du corps noir C à T^0 . Soient d et δ les distances de ces deux sources au photomètre, au moment où les plages de celui-ci paraissent également éclairées; la brillance de C est : $B = \frac{I}{\sigma} \frac{\delta^2}{d^2} \text{ b/cm}^2$.

Il est avantageux, comme nous le verrons, de former (à l'aide d'une lentille) une image réelle de l'ouverture du corps noir; c'est dans le plan de cette image qu'on place un diaphragme de surface connue σ . Une lame de quartz à faces parallèles est d'autre part interposée, pour fermer le four qui contient C .

θ étant le facteur de transmission du système constitué par cette lame et par la lentille, on doit remplacer la formule ci-dessus par la suivante :

$$\frac{B}{I} = \frac{1}{\theta\sigma} \frac{\delta^2}{d^2} \quad (2)$$

qui donnera la brillance du corps noir, si on suppose connue l'intensité I de la lampe L , et qui inversement donnerait la valeur absolue de cette intensité, si on considérait C comme un étalon primaire.

b) *Mesures spectrophotométriques.* — Soient F et F_0 les flux d'énergie rayonnante émis dans un même angle solide, et dans un étroit domaine spectral que nous préciserons plus loin, par des aires égales du radiateur précédent et du corps

noir C_0 au point de fusion de l'or. On les compare successivement à l'aide d'un spectrophotomètre, à un flux constant Φ émis dans la même région du spectre, par une source tare S .

Pour mesurer avec précision le rapport $N = \frac{F}{F_0}$, qui est de l'ordre de 500, on utilise un disque opaque, évidé suivant un ou plusieurs secteurs d'angle total ω , et mis en rotation rapide (disque de Talbot) : il laisse passer la fraction $t = \frac{\omega}{2\pi}$ du flux lumineux qu'il reçoit.

On l'interpose sur le passage du faisceau issu du corps noir C , quand on compare celui-ci à la source-tare, puis sur le passage du faisceau provenant de cette dernière, quand c'est le corps noir C_0 qu'on lui compare.

En outre, le flux Φ traverse un système de deux prismes de Glazebrook (polariseur et analyseur à champ normal) dont les sections principales font entre elles un angle γ réglable. Il est donc réduit dans le rapport $k \sin^2 \gamma$, k étant un facteur inférieur à $1/2$, constant au cours d'une série d'expériences, si l'état des diverses surfaces optiques reste le même.

Au moment de l'équilibre photométrique, on a donc :

$$\text{soit} \quad tF = k\Phi \sin^2 \gamma,$$

$$\text{soit} \quad F_0 = tk\Phi \sin^2 \gamma_0.$$

$$\text{D'où :} \quad N = \frac{F}{F_0} = \frac{1}{t^2} \frac{\sin^2 \gamma}{\sin^2 \gamma_0} \quad (3)$$

On s'arrange pour que $\frac{1}{t}$ soit voisin de $\sqrt{N}$, et que par suite les angles γ et γ_0 soient presque égaux.

Choix de la bande spectrale utilisée. — Supposons-la tout d'abord extrêmement étroite, soit λ sa longueur

d'onde; les flux F et F_0 seront proportionnels aux grandeurs :

$$V = k_\lambda \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

et $V_0 = k_\lambda \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0}}$

(k_λ étant le facteur de visibilité relative de la radiation λ).

Nous avons calculé V et V_0 , pour diverses valeurs de λ , en supposant c_2 égal à 14312 (μ/o) et en utilisant pour k_λ les données de Gibson ⁽¹⁾ (fig. 1, courbe I), qui paraissent actuellement les plus probables.

Des expériences préliminaires ayant montré qu'aux environs de 2050° K, le « corps noir » avait sensiblement même couleur que les lampes étalons provisoires à filament de carbone, c'est cette valeur que nous avons donnée à T pour le calcul précédent. Les résultats obtenus sont représentés par les courbes de la figure 2.

La mesure précise du rapport $N = \frac{F}{F_0}$ est d'autant plus aisée qu'il est moins grand, et par suite que λ est plus petit. D'autre part, comme pour différents observateurs la visibilité relative des diverses radiations n'est pas exactement la même, on a intérêt à utiliser une bande spectrale étroite (nous reviendrons sur ce point dans la discussion de nos résultats) : pour que les plages du spectrophotomètre soient malgré cela assez éclairées, il faut que V_0 soit voisin de son maximum.

Enfin, comme les flux F et F_0 ne sont cependant pas parfaitement monochromatiques, on doit s'arranger pour que la différence de leurs couleurs ne soit pas un obstacle à la précision des mesures. Or, si on cherche la plus petite variation de longueur d'onde pour laquelle notre œil perçoit un changement de coloration, on trouve que c'est une fonction

⁽¹⁾ GIBSON, « La fonction de visibilité relative », *Rapport à la Commission Internationale de l'Eclairage*, juillet 1924. Voir aussi *B. of Stand. Sc. Pap.* n° 475, 1923.

de λ qui peut être représentée approximativement par la courbe II (fig. 1) ⁽¹⁾. C'est lorsqu'elle est maxima qu'on se trouve dans le cas le plus avantageux.

Pour satisfaire aussi bien que possible aux trois conditions que nous venons d'indiquer, nous utilisons une bande spec-

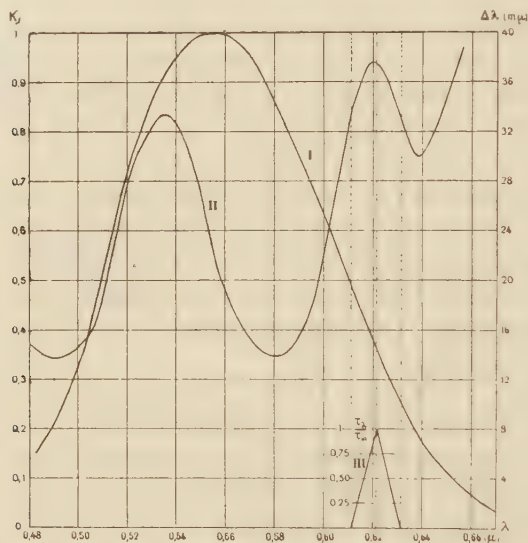


Figure 1.

Courbe I : Visibilité relative de l'œil moyen $K_\lambda = f(\lambda)$ (d'après Gibson).

Courbe II : Limite de discrimination des couleurs monochromatiques $\Delta\lambda = f(\lambda)$ (d'après Steindler).

Courbe III : Facteur de transmission relatif du spectrophotomètre $\frac{\tau_\lambda}{\tau_m} = f(\lambda)$.

⁽¹⁾ D'après STEINDLER (*Sitz. Ak. Wiss. Wien*, 115, janv. 1906), cité par NUTTING (*B. B. Std.*, 6, 89, 1909). Cette courbe donne la moyenne des résultats bien concordants obtenus par douze observateurs.

JONES (*Journ. Opt. Soc. Ann.*, 1, 63, 1917) a repris ces recherches, et trouvé une courbe d'ordonnées moindres, mais présentant des maxima et des minima dans les mêmes régions du spectre que la précédente.

trale de longueur d'onde voisine de $0,62 \mu$; une largeur de 200 unités d'Ångström ⁽¹⁾ environ est alors suffisante pour permettre de bonnes mesures au spectrophotomètre, et assez faible pour que les résultats soient indépendants de l'observateur, et que, d'autre part, la différence de couleur ne soit pas sensible.

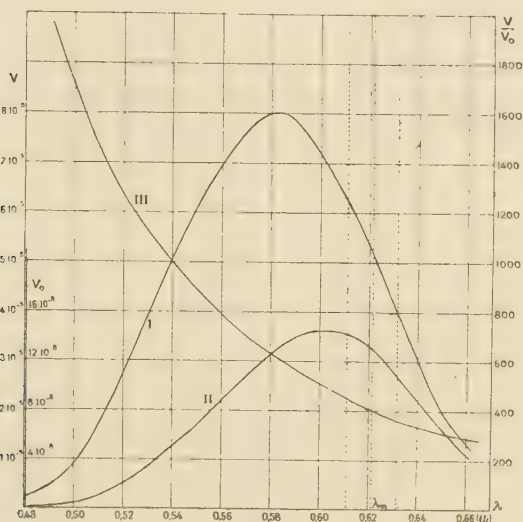


Figure 2.

Courbe I : Variations du flux monochromatique émis par le corps noir à 2050° K en fonction de la longueur d'onde $V = f(\lambda)$.

Courbe II : Variations du flux monochromatique émis par le corps noir à 1336° K $V_0 = f(\lambda)$ (L'échelle des ordonnées est 250 fois plus grande pour la courbe II que pour la courbe I).

Courbe III : $\frac{V}{V_0} = e^{\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}$.

Il est important, d'ailleurs, de remarquer que le spectroscope dans les conditions où nous l'employons, ne transmet pas également toutes les radiations de cette bande spectrale :

(1) 1 unité d'Ångström = 10^{-8} cm.

si λ' et λ'' en sont les limites extrêmes, nous verrons que le flux lumineux monochromatique de longueur d'onde λ (comprise entre λ' et λ'') est réduit, après son passage à travers l'appareil, proportionnellement au nombre :

$$\tau_{\lambda} = 1 - 2 \frac{|\lambda - \lambda_m|}{\lambda'' - \lambda'}, \quad \left(\lambda_m = \frac{\lambda' + \lambda''}{2} \right)$$

(fig. 1, courbe III).

Nous indiquerons aussi comment ces limites ont été repérées avec précision au moyen de certaines radiations du spectre du néon ; leurs valeurs sont :

$$\lambda' = 6.110 \text{ \AA.}$$

et

$$\lambda'' = 6.316 \text{ \AA.}$$

CHAPITRE III

Réalisation des expériences.

1. Disposition générale des appareils. — La figure 3 représente très schématiquement la disposition des fours contenant les radiateurs (C) et (C₀) ainsi que du photomètre et du spectrophotomètre; la figure 4 reproduit une photographie de l'ensemble des appareils ⁽¹⁾.

Nous allons maintenant décrire ceux-ci avec quelque détail.

2. Corps noir « étalon ». — a) *Choix du mode de chauffage*. — La surface du corps noir à 2000° K doit être de l'ordre de 20 mm², afin que son intensité lumineuse soit suffisante (10 à 20 bougies) pour permettre des mesures précises. Comme il faut que cette ouverture soit très petite par rapport à l'aire totale de l'enceinte, les dimensions intérieures de celle-ci sont d'environ 2 cm. en tout sens.

Pour satisfaire à la condition d'isothermie, nous l'avons placée au centre d'un four d'assez grand volume (l'emploi d'un bain liquide constamment agité nous ayant paru difficile à une température aussi élevée), chauffé électriquement et réglé avec la plus grande précision.

La résistance du chauffage ne pouvait être en platine ⁽²⁾

(1) Après enlèvement de plusieurs écrans opaques qui normalement sont disposés entre certains des appareils.

(2) Le premier « corps noir chauffé électriquement » fut réalisé par LUMMER et KURLBAUM (*Annalen der Physik*, 5, 829, 1901) à l'aide d'un four à tube de platine. Diverses modifications y ont été apportées par Waidner et Burgess (*B. Bur. Stand.*, 3, 163, 1907), par W.-W. COBLENTZ (*B. Bur. Stand.*, 10, 24, 1913) et par HOFFMANN et MEISZNER (*Ann. der Phys.*, 60, 201, 1919) en vue d'obtenir une température plus uniforme.

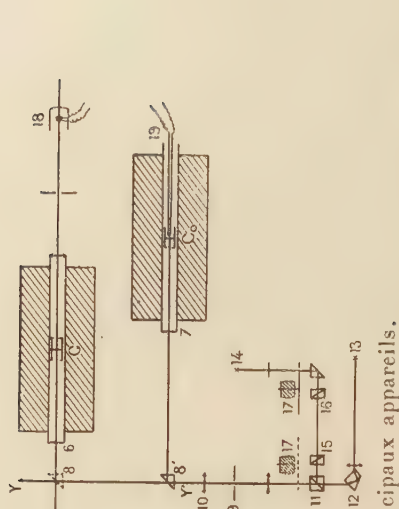


Fig. 3. — Disposition des principaux appareils.

- C. Corps noir à T° .
 C_0 . Corps noir à T_0° .
 1. Diaphragme d'aire σ , dans le plan de l'image réelle de l'ouverture du corps noir C formée par la lentille achromatique 2.
 3. Photomètre; il se déplace sur le banc X'X en entraînant la lampe-tare 4.
 5. Position éventuelle de la lampe-étalon provisoire L (le corps noir C étant masqué).
 6, 7. Lames de quartz à faces parallèles, identiques.
 8 ou 8'. Prisme à réflexion totale (mobile sur le banc Y'Y), renvoyant vers le spectrophotomètre le flux issu de l'un ou l'autre des corps noirs.
 9. Image réelle de l'ouverture de C ou de C_0 , formée à l'entrée du spectrophotomètre par le prisme 8 (8') et la lentille 10.
 11. Cube de Lummer du spectrophotomètre.
 12. Prisme dispersif.
 13. Position de l'œil.
 14. Lampe-tare du spectrophotomètre.
 15, 16. Prismes de Glazebrook.
 17, 17'. Positions données successivement au disque de Talbot.
 18. Pyromètre à rayonnement total, servant à contrôler la constance de température du corps noir C.
 19. Couple platine-platine rhodié, servant à contrôler la constance de température du corps noir C_0 .
 (Le spectrophotomètre est représenté très schématiquement).

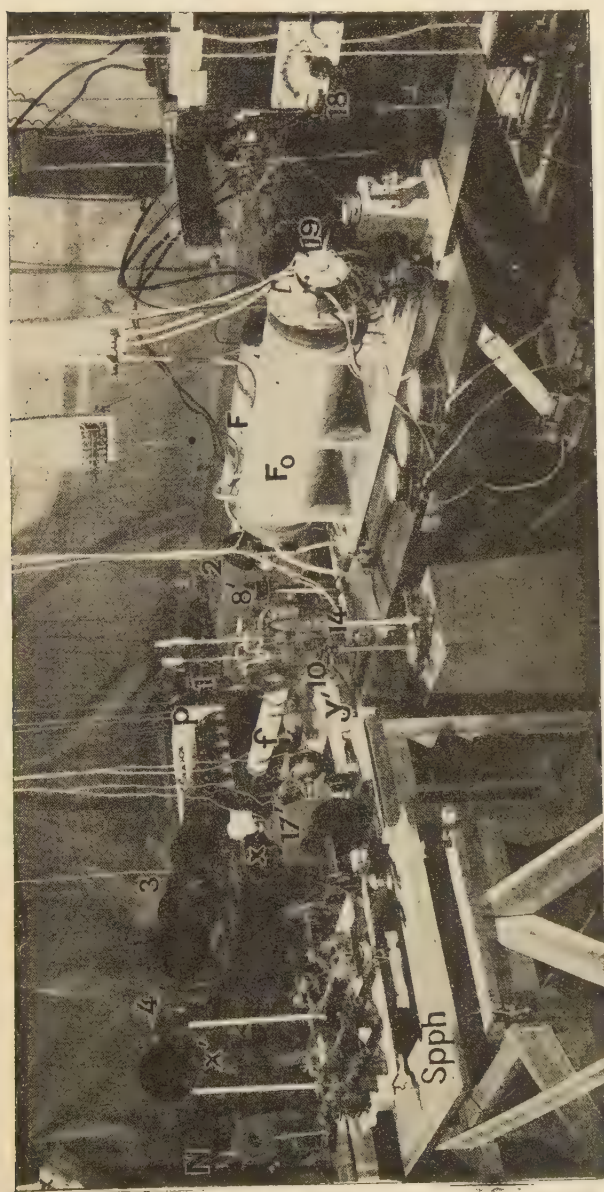


Figure 4. — Vue de la salle d'expériences.

F, F_0 Fours contenant les « corps noirs » C et C_0 .
 Spph Spectrophotomètre
 1, 2, 3, 4, 8', 10, 14, 17' 18 19, X'X, Y'Y (Voir figure 3).
 p Potentiomètre de réglage des lampes.
 N Tube au néon.
 f Four de purification de l'azote envoyé dans F.

trop fusible, ni en iridium (¹) trop coûteux et d'ailleurs trop

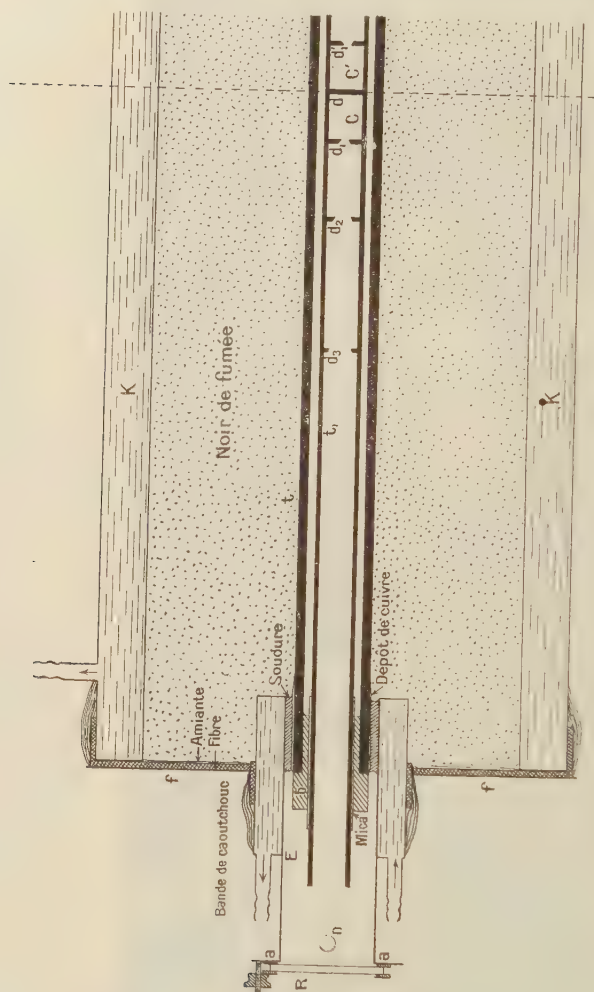


Figure 5. — Coupe du four à tube de carbone (partie avant).

(¹) Des corps noirs à tube d'iridium ont été utilisés par NERNST (*Phys. Zs.*, 7, 380, 1906), Waidner et Burgess (*loc. cit.*), Hoffmann (*Zs. f. Phys.*, 27, 285, 1924) pour des recherches de courte durée.

rapidement altérable pour que la température puisse se maintenir bien constante. Nos essais sur des fours à spirales de tungstène ou molybdène dans le vide ont été entravés par la difficulté de trouver un support suffisamment réfractaire ⁽¹⁾.

Mais nous avons obtenu de très bons résultats en faisant passer un courant électrique intense dans un tube de carbone convenablement protégé. Ce sont d'ailleurs des fours de ce type qu'ont employés Lummer et Pringsheim, puis Hyde, Forsythe et Cady ⁽²⁾ pour leurs mesures sur le corps noir.

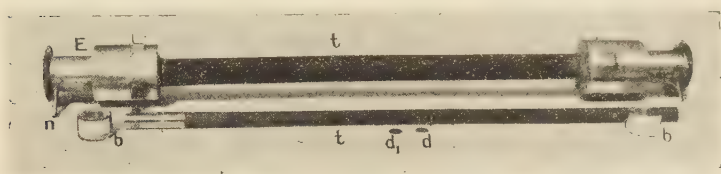


Figure 6.

Tube chauffant t muni de ses électrodes.

Tube intérieur t_1 avec diaphragmes.

Le four que nous avons utilisé présente les avantages suivants : construction simple, faible consommation de puissance, usure très lente et, par suite, possibilité d'y maintenir des températures remarquablement constantes.

b) *Description du four à tube de carbone.* — Le tube chauffant t (fig. 5 et 6), en carbone amorphe, a 720 mm. de long, 30 mm. de diamètre intérieur et 40 mm. de diamètre extérieur. Une épaisseur moindre permettrait d'employer un courant moins intense, mais rendrait le four plus fragile et la température moins uniforme (le manque de régularité de

⁽¹⁾ P. FLEURY, *C. R.*, 175, 881, 1922.

⁽²⁾ Ces auteurs se sont servis d'un four à tube de carbone dans le vide décrit antérieurement par FORSYTHE (*Astr. J.*, 34, 352, 1911).

l'épaisseur des parois, auquel il est presque impossible de remédier par un travail au tour, prendrait, en effet, plus d'importance).

Ses extrémités, encuvrées par électrolyse, sont soudées dans des électrodes tubulaires E, E' en cuivre rouge, à circulation d'eau, auxquelles le courant est amené par de gros câbles souples.

Des flasques f, f' maintiennent le tube t dans l'axe d'un double cylindre de zinc K (diamètre intérieur : 20 cm., extérieur : 25 cm.) formant « chemise d'eau ». L'espace entre t et K est rempli de noir de fumée préalablement desséché, criblé et modérément tassé. L'isolement électrique entre chaque flasque et l'électrode correspondante (et aussi, pour plus de sûreté entre les flasques et la « chemise d'eau ») est assuré par des cales en fibre. Une bande de caoutchouc (feuille anglaise) recouvre tous les joints non soudés.

La souplesse de la monture ainsi réalisée favorise la bonne conservation du four ; le tube de carbone, en effet, se dilate de plus de 6 mm. pendant le chauffage ; comme il est peu tenace, il se briserait si on le soumettait à un effort mécanique même faible.

Aux extrémités des électrodes E sont soudés des anneaux plats a sur lesquels on applique (en interposant des rondelles de caoutchouc), les bords d'une lame à faces parallèles en quartz R. Le four est ainsi *complètement* clos.

Circulation d'azote. — On peut faire circuler dans le four un lent courant d'azote, pour chasser au besoin l'oxygène et pour entraîner les fumées qui se produisent au cours des premiers chauffages (des tubulures n sont à cet effet soudées à chaque électrode). On emploie de l'azote commercial (extrait de l'air liquide) que l'on fait au préalable passer sur une longue colonne de tournure de cuivre chauffée au rouge dans un four auxiliaire, puis à travers un barboteur à acide sulfurique et un tube desséchant à anhydride phosphorique.

Un manodétendeur permet de régler aisément la vitesse du courant gazeux.

Circulation d'eau. — Un courant d'eau à débit constant passe dans les électrodes E (pour empêcher la fusion de la soudure qui les unit au tube *t*), ainsi que dans la « chemise » K : la constance de la température de celle-ci facilite le réglage du four.

Puissance consommée. — Comme l'indique le tableau ci-dessous, elle est, malgré le refroidissement des électrodes, remarquablement faible (Le four à tube de carbone dans le vide de Forsythe, par exemple, qui n'avait que 14 mm. de diamètre intérieur et 30 cm. de long, consommait 10 kilowatts à 2 050° K).

Température de la région centrale du four	1336	2060	2350	°K
Puissance consommée (à l'état de régime)	375	815	1110	Watts

La *résistance* du four est, à 2 000° K, réduite aux 6/10 de sa valeur à froid. Celle-ci qui, avant tout chauffage, était d'environ 0,^w050, tomba à 0,^w041 après que le four eût été porté quelques heures à plus de 2 000° K (et quelques minutes à plus de 2 300° K).

Les chauffages ultérieurs l'ont fait augmenter très régulièrement, sa valeur actuelle est de 0,^w10.

Ce fait correspond sans doute à une usure progressive du four, d'ailleurs très lente : il a jusqu'ici été allumé plus de 50 fois, soit pendant 300 heures environ, dont au moins 150 à plus de 1 800° C.

Après une vingtaine de chauffes, le four a été entièrement démonté, à la suite d'une expérience où on avait oublié de faire circuler l'eau des électrodes, et où la soudure qui les unit au tube chauffant avait coulé. Ce dernier fut trouvé en

très bon état, bien que d'aspect moins compact qu'au début. La gaine calorifuge en noir de fumée ne présentait pas de fissure : le four fut remonté avec les mêmes éléments.

A la fin du 52^e chauffage, on pouvait encore y maintenir une température extrêmement constante, comme nous allons l'indiquer. Il consommait à ce moment :

A 2060° K, 115 ampères sous 7,1 volts ;

A 2350° K, 136 ampères sous 8,1 volts.

Nous comptons déterminer ultérieurement la température maxima à laquelle on peut le porter sans que l'usure soit trop rapide.

c) *Enceinte rayonnante.* — Aux extrémités du tube chauffant t sont des cales cylindriques bb' en aluminium soutenant un second tube de carbone t_1 , de 18 mm. de diamètre intérieur et 2 mm. d'épaisseur, de telle façon qu'il ait même axe que le premier (dont il est d'ailleurs isolé électriquement par des lames de mica).

Ce tube t_1 porte vers le milieu de sa longueur un diaphragme plein d ; à 25 mm. en avant de celui-ci (du côté du photomètre), un second disque d_1 percé en son centre d'un trou de 5 mm. de diamètre, limite avec le précédent et la paroi de t_1 , la région (C) utilisée comme « corps noir ».

D'autres diaphragmes d_2, d_3 , (à 65 et 135 mm. en avant de d), d'_1, d'_2, d'_3 (symétriques des précédents par rapport à d), percés de trous convenables, arrêtent une partie du rayonnement de la région centrale, dont l'uniformité de température est ainsi mieux assurée. Ce sont, comme les premiers, des disques de carbone de 2 mm. d'épaisseur et 11 mm. de rayon (réduit à 9 mm. sur un demi-cercle) que l'on glisse dans des fentes pratiquées sur la moitié d'une section droite du tube t_1 (fig. 6).

d) *Contrôle de la constance de la température.* — Du côté opposé au photomètre, le tube t est fermé non par une

lamé à faces parallèles, mais par une lentille de quartz qui forme de l'ouverture du disque d_1' une image réelle sur laquelle on pointe un télescope pyrométrique Féry à rayonnement total (fig. 3).

Cet appareil permet de contrôler la constance du rayonnement émis par le corps noir (C') — symétrique de (C) par rapport à d — d'où l'on déduit celle de la température du radiateur (C). On mesure pour cela la force électromotrice e du pyromètre (qui est de l'ordre de 1 millivolt) en lui opposant une tension connue ε , à l'aide d'un potentiomètre. On ne s'astreint d'ailleurs pas à équilibrer constamment celui-ci, on observe la déviation α du spot de son galvanomètre sur une échelle graduée : elle est sensiblement proportionnelle à $e - \varepsilon$ quand cette quantité est petite.

Comme on le verra plus loin, il est possible de maintenir α constant, pendant une demi-heure au besoin, à ± 1 mm. près, ce qui, dans les conditions de l'expérience, correspond à une variation de température du corps noir inférieure à $\pm 0^{\circ}13$ (aux environs de 2050° K), et à une variation relative de sa brillance inférieure à $\pm \frac{6}{10\,000}$.

e) *Réglage du four.* — Le tube de carbone est parcouru, comme nous l'avons vu, par un courant intense (jusqu'à 200 ampères) sous faible tension (moins de 10 volts); il est à cet effet relié à l'enroulement secondaire d'un transformateur abaisseur de tension, dont le primaire est alimenté par un courant convenable.

Celui-ci est fourni par le réseau de distribution de la ville, tant qu'on ne cherche pas à régler avec précision la puissance consommée par le four; dans ce dernier cas, la source employée est une dynamo fonctionnant en commutatrice, et alimentée elle-même par des accumulateurs.

Pour effectuer les réglages, on agit sur des rhéostats disposés dans le circuit primaire du transformateur (fig. 7) : si

le four est trop froid, on lui applique une puissance notablement supérieure à celle qui correspond au régime voulu. C'est ainsi qu'en partant de la température ordinaire, on atteint 1800°C en une heure avec environ 1600 watts. Quand la température cherchée est dépassée, on affaiblit le courant, jusqu'à ce que le four soit de nouveau un peu trop froid, et

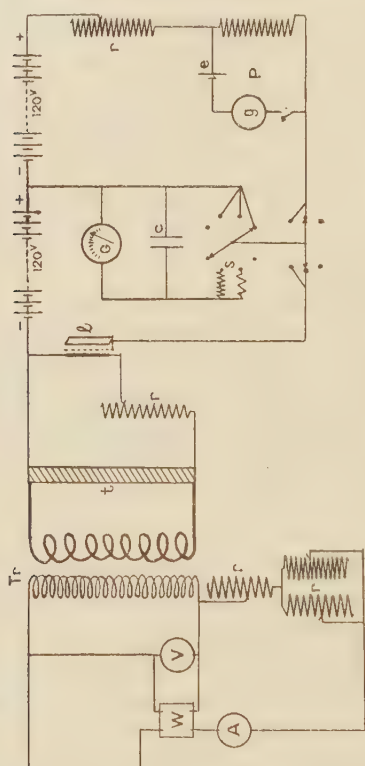


Figure 7. — Appareils de mesure et de réglage de la puissance consommée dans le four à tube de carbone.

t Tube de carbone.

Tr Transformateur.

r Rhéostats.

A Ampèremètre.

V Voltmètre.

W Wattmètre.

l Lampe à 3 électrodes.

P Potentiomètre pour la mesure

du courant continu opposé au

courant de plaque.

e Pile étalon.

G Galvanomètre.

G Microampèremètre.

s Shunt réglable de G .

c Condensateur de 10 μf .

ainsi de suite, en diminuant progressivement l'amplitude des variations de puissance.

La vitesse d'échauffement ou de refroidissement ne met chaque fois que quelques secondes à prendre sa nouvelle valeur, ce qui permet d'arriver assez rapidement à l'équilibre. Quand l'ensemble du four a à peu près atteint l'état

de régime thermique, — quand, par exemple, la région centrale est depuis une heure aux environs de la même température (à 20^0 près), — celle-ci se maintient parfaitement constante s'il en est de même de la puissance dépensée.

Il faut, pour effectuer ce réglage, mesurer les variations de puissance avec une très grande précision, ce qui est d'autant plus difficile que le courant employé est alternatif. Quand notre wattmètre n'est pas assez sensible, nous utilisons la méthode suivante, basée sur la croissance très rapide du rayonnement thermoïonique en fonction de la température.

Emploi d'une lampe à trois électrodes pour la mesure des très faibles variations d'amplitude d'une tension alternative. — La tension considérée (ici la différence de potentiel aux bornes du four) est appliquée, avec interposition d'une résistance convenable, aux extrémités du filament de la lampe (fig. 7). L'une de celles-ci est reliée au pôle négatif d'une batterie de 120 volts, qui sert à charger la grille et la plaque (en parallèle).

Quand la tension efficace aux bornes du four diminue légèrement, par exemple, il en est de même de la température maxima qu'atteint le filament à chaque alternance du courant, et le flux d'électrons émis décroît sensiblement : l'expérience montre que les variations relatives d'amplitude de la tension étudiée sont reproduites, très amplifiées (décuplées, par exemple), par des variations relatives du courant de plaque. Ce dernier étant toujours de même sens, on peut l'opposer à un courant continu constant, dans un micro-ampèremètre convenable.

Il est commode de donner à cet appareil plusieurs sensibilités (par exemple, 0,15, 1,5 et 20 milliampères pour toute l'échelle), et de le shunter par un condensateur (10 μf) pour amortir les ondulations du courant de plaque.

On peut ainsi mesurer les variations de celui-ci (qui est de l'ordre de 5 milliampères) à 2 μa près, ce qui correspond

pour le four à des écarts de puissance inférieurs à 0 watt 1 (sur 800 watts), et, quand l'équilibre thermique est atteint, à des changements de température inférieurs à 0°1 (autour de 2000° K).

d) *Uniformité de température à l'intérieur du four.* — L'emploi d'un tube chauffant en carbone est favorable, à ce point de vue, car sa résistance électrique diminue quand la température augmente : la densité du courant étant la même tout le long du tube, c'est dans la région la plus froide que le dégagement de chaleur est le plus grand.

Le cylindre intérieur t_1 étant isolé électriquement du tube chauffant, ne produit pas de perturbations des lignes de courant, comme l'auraient fait des diaphragmes posés directement dans la région centrale du four.

Des mesures faites au couple thermoélectrique vers 1400° K ont d'ailleurs montré que la présence de t_1 augmente l'uniformité de température le long de l'axe, sans doute parce qu'il est moins refroidi à ses extrémités que le tube t lui-même.

L'amplitude des écarts de température possibles à l'intérieur du corps noir (C), à 2000° K, sera discutée au chapitre IV.

3. *Corps noir au point de fusion de l'or.* — Il faut comme nous le verrons plus loin, y maintenir la température constante et uniforme avec plus de soin encore que dans le corps noir à 2000° K. Le tube de carbone nous a donné ici de moins bons résultats que le four que nous allons décrire, où l'échauffement est produit par passage du courant dans plusieurs spirales métalliques.

(¹) Pour les détails de construction des fours de ce genre, voir l'ouvrage *Fours électriques et Chimie*, publié sous les auspices de la Fondation de Rotschild. « Les Presses Universitaires », éditeur, Paris, 1925.

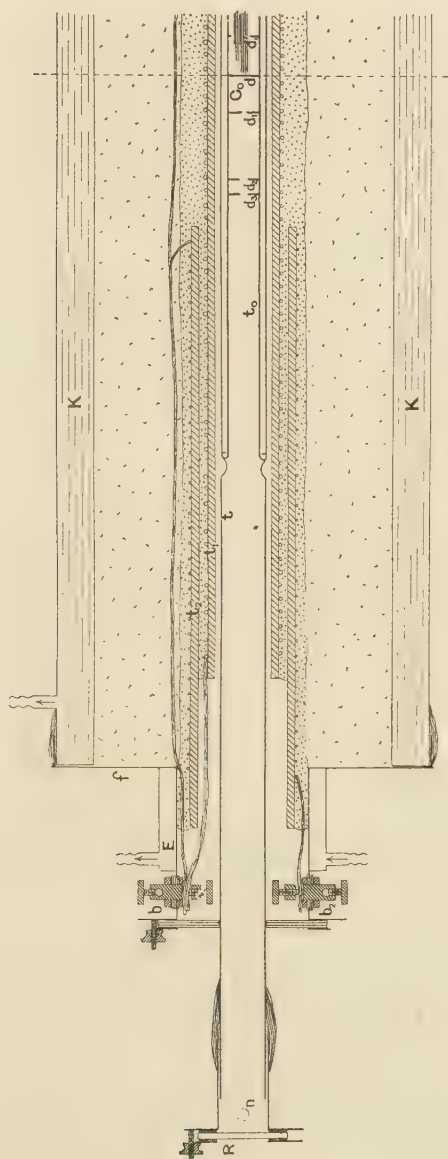


Figure 8. — Coupe du four à enroulements de dichrome (partie avant).

a) *Four à enroulements de nichrome* (fig. 8)⁽¹⁾. — Autour du tube t_1 en silice fondue, de 800 mm. de long, 38 mm. de diamètre intérieur et 5 mm. d'épaisseur, est disposée une hélice de 84 spires en fil résistant « kromore »⁽¹⁾ de 2 mm. 30 de diamètre. Cet alliage, enrobé dans un ciment à base de silicate de soude et kaolin, est resté pratiquement inaltéré malgré de longues chauffes à plus de 1100° C.

Pour augmenter l'uniformité de température, on a placé à chaque extrémité du four une bobine chauffante supplémentaire (36 spires de fil « kromore » de 1 mm. 45 fixées par le même ciment sur un tube de silice fondue t_2 ou t_3 de 400 mm. de long, 60 mm. de diamètre intérieur et 5 mm. d'épaisseur).

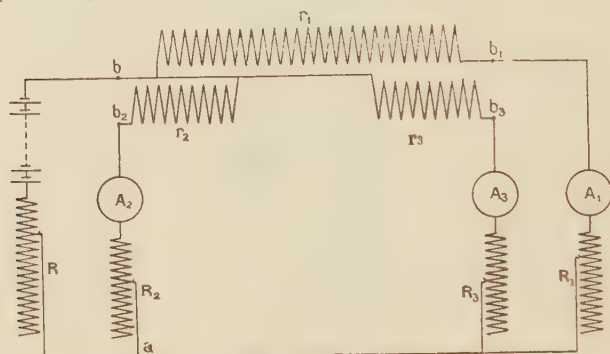


Figure 9. — Circuits d'alimentation du four à spirales de nichrome.

Les trois tubes sont assemblés par du ciment que l'on cuit vers 500°, puis on fixe le tout suivant l'axe d'un cylindre double K à circulation d'eau (comme pour le four à tube de carbone), à l'aide des flasques $f f'$ auxquelles sont soudés les tubes de laiton $E E'$. Ceux-ci sont aussi refroidis par une circulation d'eau, de telle sorte que le ciment coulé entre eux et les tubes t_2 ou t_3 ne se fendille pas.

(1) Variété de nichrome, spéciale pour hautes températures.

Les trois spirales chauffantes $r_1 r_2 r_3$ sont reliées à des bornes isolées $bb_1 b_2 b_3$, et mises en série, comme l'indique la figure 9, avec des rhéostats $R_1 R_2 R_3$ permettant de régler séparément les courants qui les traversent. En agissant sur un dernier rhéostat R , on peut faire varier ces courants sans changer leurs intensités relatives, ou encore les maintenir constants malgré la baisse progressive de tension des accumulateurs.

Des ampèremètres $A_1 A_2 A_3$ et des voltmètres réunis aux extrémités des trois bobines chauffantes servent de guides pendant le réglage du four. Pour assurer la constance de la température, quand l'équilibre thermique est atteint, il suffit de maintenir fixe la différence de potentiel entre les points a et b (fig. 9) ce qu'on peut contrôler à 1/10000 près à l'aide d'un potentiomètre.

Atmosphère du four. — Des fumées peuvent se produire dans le four, même après de nombreux chauffages; leur présence modifierait le rayonnement étudié. Nous les avons éliminées par l'emploi d'un tube intérieur t en silice fondue transparente, de 30 mm. de diamètre, 1 mm. d'épaisseur environ, et 1300 mm. de long. Ce tube est fermé à une extrémité (du côté par où se fait l'observation spectrophotométrique), par une monture étanche en laiton portant une lame en quartz à faces parallèles R (fig. 8), et une tubulure n qui sert à l'arrivée d'un lent courant d'azote.

La silice transparente chauffée longtemps à plus de 1000° C, subit une dévitrification progressive, et cesse d'être complètement imperméable aux gaz; mais un second courant d'azote, envoyé autour du tube t , entraîne les fumées avant qu'elles y aient pénétré.

b) *Enceinte rayonnante.* — Dans la région centrale du four, est disposé un tube de nickel t_0 de 20 mm. de diamètre intérieur, 1 mm. d'épaisseur et 500 mm. de long; il porte à ses extrémités des colliers qui le maintiennent dans l'axe du

tube t . Comme pour le corps noir à 2000° K, deux diaphragmes d et d_1 distants de 25 mm., l'un plein, l'autre percé en son centre d'un trou de 5 mm. de diamètre, limitent l'enceinte dont on utilise le rayonnement; d'autres diaphragmes $d_2 d_3 d'_1 d'_2 \dots$ sont disposés de part et d'autre des précédents. Ils sont comme ces derniers, et comme le tube t_0 , en nickel oxydé par un premier chauffage dans l'air; la couche qui les recouvre est noire, mate, bien adhérente si on n'a pas poussé trop loin l'oxydation: une fois qu'elle est obtenue, on a soin de continuer le chauffage dans une atmosphère d'azote.

Trois tubes de quartz d'environ 5 mm. de diamètre et 750 mm. de long pénètrent par l'extrémité ouverte du tube t , et traversent certains des diaphragmes $d'_1 d'_2 \dots$ (fig. 3). Le premier q_1 contient un dispositif que nous décrirons plus loin, permettant de constater que le disque d a atteint la température de fusion de l'or. Le deuxième sert de support à un couple platine-platine rhodié, que nous appellerons couple témoin, dont la soudure chaude est en contact avec le diaphragme d , la soudure froide étant maintenue dans la glace fondante; l'isolement des deux branches est assurée par un tuyau de quartz très fin. Dans le dernier tube q_3 est un autre couple que l'on peut déplacer à l'intérieur du four pour étudier la répartition des températures (couple explorateur).

c) *Constance de la température.* — On la contrôle à l'aide du couple témoin, dont on mesure la force électromotrice (qui est de l'ordre de 10 millivolts autour de 1000°) au moyen d'un potentiomètre. On ne s'astreint pas à équilibrer constamment celui-ci, on mesure la déviation α du spot de son galvanomètre sur une échelle graduée (comme pour les mesures sur le pyromètre Féry). En modifiant d'une quantité connue la force électromotrice que l'on oppose à celle du couple, on peut déterminer la variation Δz qui correspond à

un écart de température de 1° ; elle est, dans nos expériences, de 20 mm. environ.

Comme le montrent les courbes reproduites plus loin, on peut arriver à maintenir α constant à ± 1 mm. près. Les changements de température correspondants sont inférieurs à ± 0.05 et la variation relative du flux monochromatique considéré est plus petite que $0,65/1000$. Ce dernier résultat peut se déduire de la loi de Wien ; nous en avons eu la confirmation expérimentale en réalisant plusieurs paliers de température et mesurant pour chacun d'eux la déviation α et le flux émis.

La présence de la « chemise d'eau » K aide beaucoup à maintenir constante la température au centre du four. Il est un peu moins facile d'amener celle-ci à une valeur déterminée que dans le cas du tube de carbone, parce que la vitesse d'échauffement ou de refroidissement du « corps noir » ne varie plus immédiatement quand on change la puissance appliquée ; il y a un retard de l'ordre d'une minute.

On peut obtenir cependant, comme nous le verrons, une très grande stabilité, et aussi amener le four à se refroidir ou à s'échauffer aussi lentement qu'on le veut (d'un vingtième de degré par minute, au besoin).

d) *Uniformité de la température.* — Si le gradient de température le long de l'axe, dans la région centrale du four, n'est pas très petit, il y a transport de chaleur par les tubes $q_1q_2q_3$ et les fils qu'ils contiennent. La perte d'énergie que subit de ce fait la soudure du couple témoin, par exemple, doit être compensée par un afflux de calories provenant, par conduction ou rayonnement, de la paroi du four. Celle-ci pourra alors être sensiblement plus chaude que le couple.

Il faut donc chercher à rendre isotherme une région du four beaucoup plus longue que l'enceinte rayonnante C_0 . On

peut y arriver par l'emploi simultané des spirales chauffantes terminales r_2 et r_3 et du tube de nickel intérieur t_0 qu'on a eu soin de prendre assez court pour qu'il ne sorte pas de la partie la plus chaude du four, et à parois assez épaisses pour qu'il transmette bien la chaleur.

A chaque système de valeurs des intensités de courant $A_1 A_2 A_3$ dans les trois bobines, correspond une répartition des températures que l'on détermine, une fois l'équilibre thermique atteint, à l'aide du couple explorateur (Celui-ci peut au besoin traverser les diaphragmes d et d_1 , qui sont percés des trous nécessaires, en dehors de la région dont on utilise le rayonnement direct).

On peut augmenter la précision de cette mesure en mettant en opposition le couple témoin et le couple explorateur et mesurant la différence de leurs forces électromotrices.

La figure 10 donne des exemples de courbes de répartition ainsi obtenues : par un choix convenable des intensités, on peut rendre la température uniforme à quelques dixièmes de degré près sur plus de 12 cm. Le réglage ainsi réalisé se conserve si on modifie légèrement la différence de potentiel aux bornes de l'ensemble des trois bobines et de leurs résistances de réglages, de façon à faire varier de quelques degrés la température.

Les valeurs suivantes des intensités correspondent, pour le four décrit ci-dessus, à une très bonne uniformité, la température étant voisine du point de fusion de l'or (nous avons noté aussi les valeurs correspondantes de la tension et de la puissance utilisée dans chaque bobine) :

$$\begin{array}{lll} A_1 = 12^{\wedge}6 & V_1 = 47^{\vee}5 & W_1 = 600^{\text{w}} \\ A_2 = 5^{\wedge}64 & V_2 = 32^{\vee}0 & W_2 = 180^{\text{w}} \\ A_3 = 4^{\wedge}88 & V_3 = 27^{\vee}0 & W_3 = 132^{\text{w}} \end{array}$$

Il n'y a pas eu lieu de les modifier après une dizaine

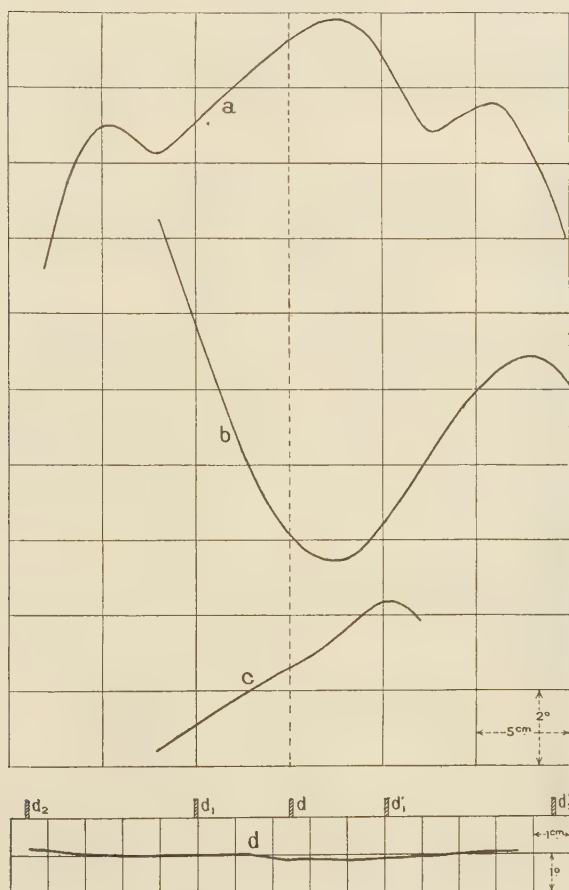


Figure 10 — Variations de la température le long de l'axe du four à spirales de nichrome.

- a) Four antérieurement utilisé $A_1 = 13,3$ $A_2 = A_3 = 4,70$
- b) Four actuellement employé (mais sans tube de quartz t intérieur). $A_1 = 11,9$ $A_2 = 6,7$ $A_3 = 5,3$
- c) Même four $A_1 = 12,2$ $A_2 = 5,2$ $A_3 = 4,6$
- d) Même four (le tube t étant placé à l'intérieur) $A_1 = 12,6$ $A_2 = 5,64$ $A_3 = 4,88$
(Régime adopté pour les mesures sur le corps noir).

de nouvelles expériences, ce qui indique que les résistances de chauffage ne se sont pas sensiblement altérées.

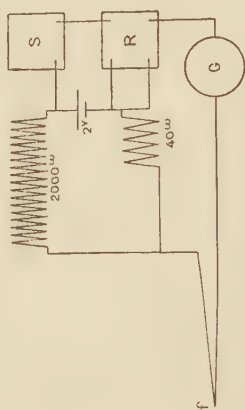
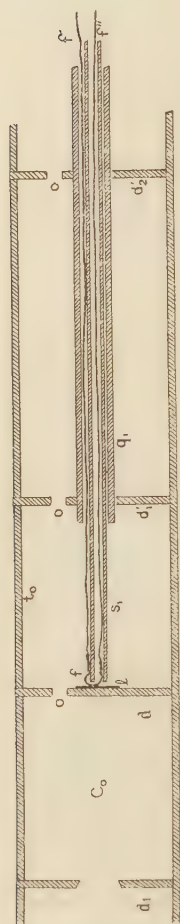


Figure 11. — Dispositif permettant le réglage de la température du corps noir C_0 au point exact de fusion de l'or.

t_0 Tube de nickel.

dd_1, d'_1, d'_2 Diaphragmes de nickel.

q_1, s_1 Tubes de quartz.

l Lamé de platine.

f Fil d'or.

$f'f'$ Fils de platine.

o Trous pour le passage du couple explorateur.

Le couple témoin est porté par des tubes q_2, s_2 juxtaposés à q_1, s_1 .

G Galvanomètre.

R Relais.

S Sonnerie.

e) Réglage de la température du « corps noir » au point exact de fusion de l'or. — Le tube de quartz q_1 , qui pénètre par la partie arrière du four, contient deux fils de platine

(isolés l'un de l'autre par un tuyau de quartz s_1) reliés à leur extrémité par un petit fil d'or f de quelques millimètres de longueur (fig. 11).

Celui-ci est amené au contact du diaphragme de nickel d , ou plutôt d'une mince lame de platine l appliquée sur d : on évite ainsi la formation de l'eutectique or-nickel qui fond vers 950° C.

Les fils de platine sont reliés, d'autre part, à une source qui permet d'y faire passer un courant i de quelques microampères : l'observation d'un galvanomètre G permet de constater la fusion du fil d'or.

Le dispositif représenté sur la figure 11 est préférable à celui qui consisterait à mettre en série avec le fil f un élément d'accumulateur et une résistance de l'ordre du mégohm ; en effet, dans ce dernier cas, le courant ne s'annulerait pas complètement au moment de la rupture du fil, car le bout de tube de quartz à plus de 1000° qui sépare les deux supports de platine n'est pas un isolant parfait.

Pour n'avoir pas à regarder constamment le galvanomètre G , nous avons mis dans le circuit un relais qui actionne une sonnerie à l'instant de la rupture.

On pourrait craindre que celle-ci n'ait lieu qu'un certain temps après le début de la fusion de l'or : pendant la durée de celle-ci, le « corps noir » continuerait alors à s'échauffer, et la température observée au moment où retentit la sonnerie serait trop élevée.

Pour étudier ce point, nous avons placé le fil d'or à fondre entre les branches d'un couple identique au couple témoin. On mesurait à volonté soit la force électromotrice de ce dernier, soit la différence des forces électromotrices des deux couples. Au cours de nos premières expériences nous avons observé que cette différence, d'abord sensiblement constante, variait brusquement un peu avant la rupture du fil d'or (fig. 12, courbes $abcd$) ce qui correspondait à un palier de

la température du couple porte-or, celle du couple témoin continuant à monter.

Mais dans le « corps noir » employé pour nos mesures effectives, où la transmission de la chaleur au fil d'or et aux couples était mieux assurée que pour nos essais antérieurs, nous n'avons plus observé cette variation (fig. 12, courbes *ef*). Nous sommes donc revenu au dispositif à sonnerie, qui permet de déterminer avec précision l'indication α_0 du galvanomètre placé dans le circuit du couple témoin, à l'instant de la fusion de l'or.

Une fois cette mesure faite, on s'arrange pour maintenir constante la température du four, repérée par la déviation α_0 . On peut aussi, à titre de contrôle, recommencer l'expérience après avoir laissé refroidir le four de quelques degrés, et remplacé le fil d'or f : on obtient ainsi des valeurs α_0 qui concordent à moins de 2 mm. près, ce qui correspond pour T_0 à des écarts inférieurs à 1/10 de degré.

D'un jour à l'autre, les résultats trouvés pour α_0 varient parfois un peu plus (de 10 mm. au maximum), ce qui peut s'expliquer par une petite variation du couple, ou encore par une légère incertitude sur la température interne de la pile étalon Weston qui sert à régler le potentiomètre.

Le fil d'or employé a été spécialement purifié par la maison Matthey pour les mesures pyrométriques de haute précision : des échantillons provenant d'envois différents nous ont donné les mêmes résultats. On sait d'ailleurs que l'or est un des métaux qu'il est le plus aisé d'amener à un très haut degré de pureté. Dès que nous aurons pu en obtenir qui présente les mêmes garanties, tout en provenant d'une autre origine, nous le comparerons au précédent.

Le diamètre du fil f était le plus souvent de 2/10 mm., parfois de 1/10 ou de 3/10 mm., sans que cette variation ait influé sur le résultat.

4. Mesures photométriques. — a) *Photomètre*. — Nous utilisons un photomètre Lummer et Brodhun à contrastes⁽¹⁾,

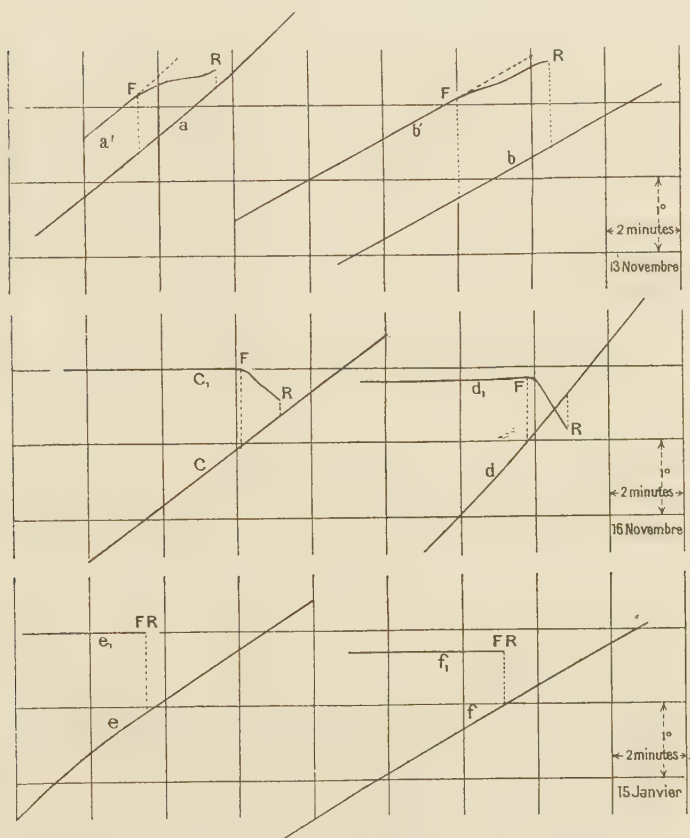


Figure 12. — Comparaison des vitesses d'échauffement du couple « témoin » γ (courbes $abcdef$) et du couple γ' entre les branches duquel est intercalé le fil d'or (courbes a' et b').

Les courbes $c, d, e, f, c_1, d_1, e_1, f_1$ représentent les variations de la différence des forces électromotrices des deux couples.

Les points R correspondent à la rupture du fil d'or et les points F au début de la fusion.

⁽¹⁾ Cet appareil appartient au laboratoire de M. LEMOINE, professeur au Conservatoire des Arts et Métiers, qui a bien voulu nous le prêter pendant de longs mois, et à qui nous renouvelons ici nos vifs remerciements.

qui peut rouler sur un banc horizontal de 5 m. de long, gradué en millimètres (fig. 3 et 4). Il entraîne par l'intermédiaire d'une barre rigide d'environ 2 m., un chariot portant une lampe tarée d'intensité constante; la lampe étalon ou l'image réelle du « corps noir » étudié se trouvent sur l'axe du banc photométrique, à une distance connue X du zéro de sa graduation. Des écrans de velours noir bien propres sont placés en arrière des deux sources; d'autres (percés de trous de dimensions convenables) sont disposés entre elles et le photomètre, qui ne reçoit ainsi aucune lumière parasite. Dans le plan vertical de son écran diffusant se trouve un index : on lit la division x du banc devant laquelle il se trouve, une fois réalisé l'équilibre photométrique.

Chaque « mesure » comporte un certain nombre de tels « pointés » (six à dix), dont on prend la moyenne x_m . La valeur maxima et la valeur moyenne de l'écart $x - x_m$ (pris en valeur absolue) sont respectivement de l'ordre de $4/1000$ et $1,5/1000$ de la distance $X - x$.

Les variations relatives correspondantes de l'intensité lumineuse $\delta = \frac{C}{(X - x)^2}$ sont respectivement de $8/1000$ et $3/1000$.

b) *Lampe tare.* — C'est une lampe à filament de carbone soigneusement « formée » (c'est-à-dire ayant brûlé déjà pendant plusieurs dizaines d'heures), mais pas encore usée. Elle est montée dans une douille à vis, à laquelle sont soudés deux fils d'amenée de courant, et deux autres fils qui permettent de mesurer la différence de potentiel aux bornes mêmes de la lampe.

Celle-ci est alimentée par une batterie d'accumulateurs, des rhéostats permettent de régler à moins de $1/20000$ près la tension aux bornes (qui, dans nos expériences, était de $108^v,00$). Son intensité lumineuse reste alors constante, au cours d'une série de mesures, à $3/10000$ près.

Les comparaisons faites avec la lampe étalon (dans des conditions bien identiques) ont d'ailleurs toujours donné le même résultat, dans les limites de précision des mesures photométriques.

c) *Lampe étalon.* — La lampe employée (marquée L_6) a été « formée » par le Laboratoire Central d'Electricité et comparée avant nos mesures au groupe de lampes qui servent au maintien de l'unité ⁽¹⁾. Ses caractéristiques sont les suivantes :

Intensité lumineuse. . . .	$J = 18 \text{ b. } 6$
Tension aux bornes. . . .	$107 \text{ v. } 00$
Intensité de courant	$0 \text{ A. } 699$
Puissance	$74 \text{ w. } 8$

(soit $4,2 \frac{w}{b}$).

Comme pour la tare, nous avons réglé à $1/20000$ près la différence de potentiel aux bornes.

Bien que cette lampe ait été allumée assez souvent (pendant peu de temps chaque fois, il est vrai), elle ne semble pas s'être modifiée. Nous nous en sommes rendu compte en la comparant à diverses reprises à un second étalon (L_5). De nouvelles mesures faites au Laboratoire Central d'Electricité, après nos dernières expériences, ont d'ailleurs confirmé les résultats du premier étalonnage.

d) *Image réelle du « corps noir ».* — Comme nous l'avons dit au chapitre II, on forme au moyen d'une lentille achromatique une image réelle de l'ouverture du corps noir C (c'est-à-dire du trou du disque d_1).

Pour déterminer le plan de cette image, et l'amener à recouvrir largement le diaphragme d'aire σ qui en limite la surface utile, on profite de ce que, pendant l'échauffement

(¹) M. JOUAUST a bien voulu surveiller lui-même cet étalonnage, ce dont nous le remercions très vivement.

du four, l'ouverture en question apparaît en sombre sur fond clair. Pendant le refroidissement, on la voit en clair sur fond sombre ; — mais quand le four est en équilibre de température, on ne peut plus la discerner (même en la regardant à travers un verre bleu foncé), ce qui prouve que les disques d et d_1 ont des températures très voisines.

On observe toutefois toujours, dans le plan où l'on a placé le diaphragme σ , une image floue, concentrique à la précédente, et de plus grand diamètre, qui correspond à l'ouverture du disque d_3 . Elle peut servir à vérifier que le réglage s'est conservé.

Une fois déterminée la position de l'image du corps noir, on rectifie s'il y a lieu l'orientation du tube de carbone, et on dispose convenablement le banc photométrique. On a eu soin de donner aux divers diaphragmes une ouverture suffisante pour que la plage du photomètre puisse être entièrement éclairée par des rayons provenant de tous les points de la surface σ .

On s'assure enfin que cette dernière est bien normale au rayon lumineux moyen (à moins de $1/100$ radian près, angle dont le cosinus diffère de l'unité de moins de $1/20000$).

e) *Mesure de la surface σ du diaphragme limitant l'image réelle du corps noir.* — Nous nous sommes servi pour cette mesure d'une règle étalonnée à $0\ \mu\ 1$ près par le Bureau International des Poids et Mesures, et d'un comparateur ⁽¹⁾.

La surface σ constitue la petite base d'une ouverture tronconique pratiquée par rodage dans un disque de laiton bien plan. Nous avons disposé la pièce sous le comparateur, comme l'indique la figure 13, l'ouverture étant éclairée par en dessous, et nous avons déplacé le chariot de façon à poin-

(¹) Ces appareils appartiennent à l'Institut d'Optique, où M. FABRY a bien voulu nous permettre de les utiliser.

ter le réticule du microscope M sur l'un des bords du trou, puis sur l'autre, puis de nouveau sur le premier, et ainsi de suite, en déterminant chaque fois la division de la réglette dont l'image se faisait sur le réticule du microscope M'. Nous avons enfin pris la moyenne de 2 ou 3 lectures correspondant à chacun des bords (lectures qui concordaient en général à moins de 2μ près).

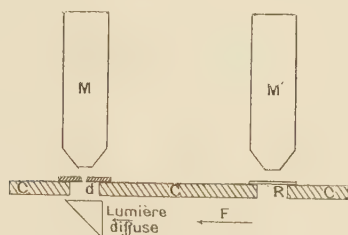


Figure 13. — Mesure de σ .

d Diaphragme dont on mesure le diamètre.

R Réglette graduée.

C Chariot du comparateur (mobile dans le sens de la flèche F).

MM' Microscopes fixes, à réticules micrométriques.

Pour voir si les phénomènes de diffraction ne faussaient pas les mesures, nous avons ensuite éclairé le diaphragme par en dessus, de façon que l'ouverture apparaisse en sombre sur fond clair : les résultats obtenus ont concordé à moins de 2μ près avec ceux de la méthode précédente.

Les longueurs (déterminées par la moyenne de plusieurs mesures bien concordantes), de douze diamètres faisant entre eux des angles de 15° , ne diffèrent pas de plus de 10μ : le diaphragme est donc très sensiblement circulaire.

Nous avons trouvé pour son diamètre moyen la valeur $d = 5 \text{ mm. } 307$, avec une erreur probablement inférieure à $2 \mu. 5$.

D'où son aire $\sigma = 0 \text{ cm}^2 \text{ } 2212^5$ (à $\pm \frac{1}{1000}$ près).

Au cours des expériences sur le corps noir, la température

du diaphragme est restée comprise entre 15^0 et 20^0 C : les variations de sa surface dues aux changements de dilatation ont par suite été inférieures à $1,5/10\ 000$.

f) *Mesure du facteur de transmission θ du système (lame de quartz à faces parallèles et lentille) interposé entre le « corps noir » et le diaphragme σ .* Nous avons opéré de la façon suivante :

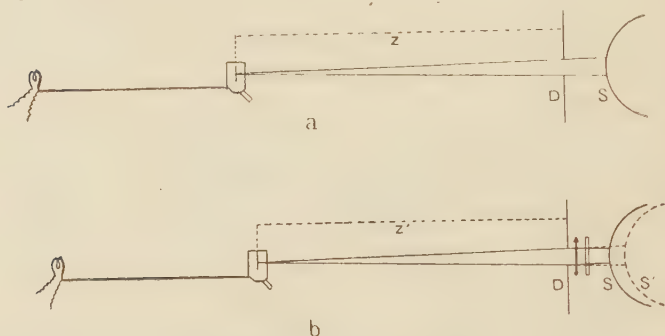


Figure 14. — Mesure de θ .

Une source S, de brillance b constante et uniforme dans la région utilisée (Lampe « Argenta » à ampoule diffusante, sous tension constante) éclaire à travers un diaphragme fixe D, percé d'un trou de surface s (fig. 14, a) l'une des plaques du photomètre.

Soit z la distance de celle-ci à D au moment de l'équilibre photométrique, son éclairement est $\frac{bs}{z^2}$.

On interpose ensuite entre l'écran D et la source S la lame à faces parallèles et la lentille étudiées (fig. 14, b) : elles donnent de S une image virtuelle S' de brillance θb ; au moment de l'équilibre photométrique, l'éclairement des plaques est $\frac{\theta bs}{z'^2}$. Il est le même que dans le cas précédent, si la lampe tare est invariablement liée au photomètre, et a une intensité constante.

On en déduit $\theta = \frac{\varepsilon'^2}{\varepsilon^2}$, sans avoir besoin de connaître s ni b , pourvu qu'ils soient constants. Nous avons vérifié qu'en plaçant dans la première expérience la source S successivement à 4, 5, 6 cm. de D, on trouve bien toujours pour ε la même valeur. Les mesures ont d'ailleurs toujours été « croisées », comme on le verra dans le tableau ci-dessous, qui indique d'autre part le degré de concordance des pointés photométriques successifs (La position du photomètre et celle de l'écran D, qui est un disque de tôle mince noircie, sont déterminées à 1/2 mm. près).

TABLEAU I. — *Exemple d'une mesure du facteur θ : résultats des pointés successifs.*

ε	$\varepsilon - \varepsilon_m$	ε'	$\varepsilon' - \varepsilon'_m$
1.277 1.280 1.282 1.275	— 1,5 1,5 3,5 — 3,5		
		1.159 1.169 1.166 1.167 1.160 1.167 1.161 1.164	— 5 5 2 3 — 4 3 — 3 0
1.282 1.275 1.279 1.278	3,5 — 3,5 0,5 — 0,5		
Moyennes : $\varepsilon_m = 1.278,5$ } D'où $\theta = 0,8283$ $\varepsilon'_m = 1.164$ } Valeur moyenne de $ \varepsilon - \varepsilon_m $: 0,22 mm. Valeur moyenne de $ \varepsilon' - \varepsilon'_m $: 0,31 mm.			

La moyenne de 16 mesures effectuées comme celle que

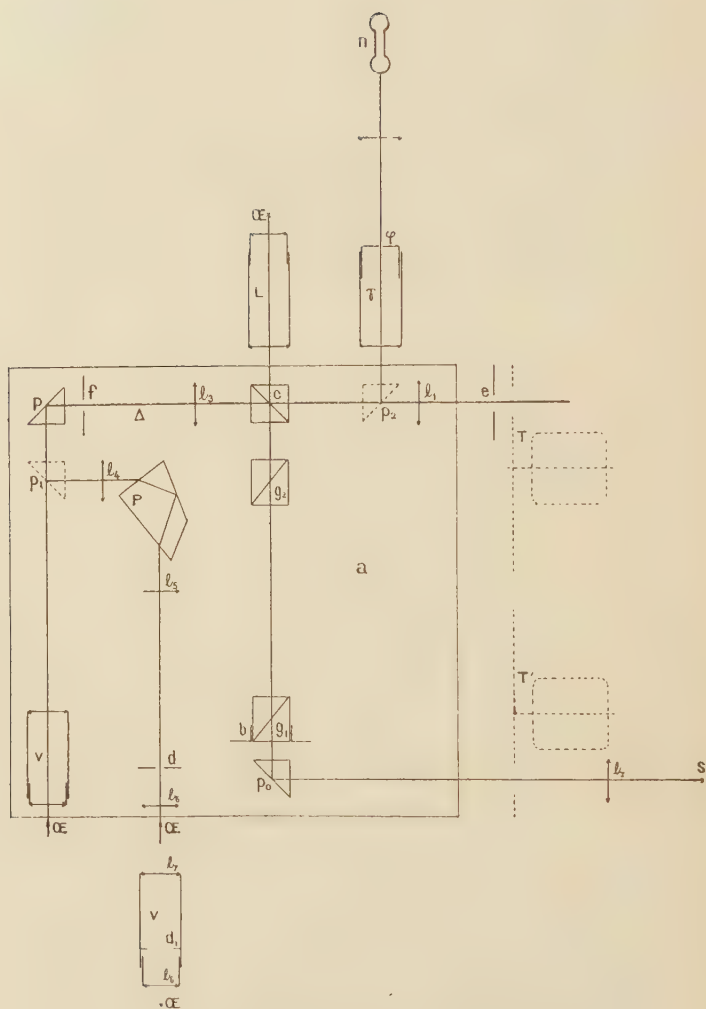


Figure 15. — Schéma du spectrophotomètre.

nous venons de décrire, et réparties sur trois jours différents (entre lesquels l'installation de la lampe S et du diaphragme D avait été complètement démontée) a donné pour θ la valeur 0,829 probablement exacte à moins de 4/1000 près.

Nous avons trouvé les mêmes résultats après avoir changé la position relative du « regard » en quartz et de la lentille, ou encore après avoir retourné celle-ci.

Nous avons constaté d'autre part que les lames à faces parallèles placées devant l'un ou l'autre des deux corps noirs ont bien le même facteur de transmission, et que celui-ci n'est pas modifié après qu'elles sont restées de longues heures à l'entrée des fours à haute température.

Légende de la figure 15.

- a* Plateforme avec 3 vis calantes.
- e* Image réelle de l'un ou l'autre des corps noirs, dans le plan focal de l'objectif collimateur l_1 .
- S Lampe-tare à filament de carbone vertical, au foyer de la lentille l_2 .
- p_0p Prismes à réflexion totale, fixes.
- p_1p_2 Prismes à réflexion totale, amovibles.
- b* Cercle divisé, entraînant le prisme de Glazebrook g_1 .
- g_2 Prisme de Glazebrook fixe.
- c* Cube photométrique.
- l_3 Objectif collecteur.
- f* Fente d'entrée du spectroscopie (verticale).
- v* Viseur à réticule, permettant d'observer le plan de *f*.
- l_4 Objectif collimateur.
- P Prisme dispersif à déviation constante.
- l_5 Objectif collecteur.
- d* Diaphragme de sortie, muni d'un réticule et de volets mobiles encadrant une bande spectrale déterminée.
- l_6 Oculaire permettant d'observer *d* ; on peut le remplacer par le viseur de plage V, constitué par l'objectif l_7 , le diaphragme circulaire d_1 conjugué des plages de *c*, et l'oculaire l_6 .
- L Lunette auxiliaire à réticule.
- γ Collimateur auxiliaire, dont la fente φ est éclairée par le tube au néon *n*.
- OE Position de l'œil.
- TT' Positions du disque de Talbot.

Des supports à glissière permettent d'ailleurs de remplacer, aussitôt avant chaque mesure sur l'un des corps noirs, le « regard » qui ferme le four depuis plusieurs heures par un « regard » propre : il n'en résulte aucune variation de la brillance apparente.

5. Usage du spectrophotomètre. — a) *Appareil employé.* — C'est un spectrophotomètre Yvon ⁽¹⁾ légèrement modifié ; ne comportant pas d'écran diffusant, il se prête bien à l'étude des sources lumineuses de faible brillance, à celle du corps noir au point de fusion de l'or, en particulier.

La figure 15 indique schématiquement le montage utilisé. Une image réelle de l'un ou l'autre des radiateurs (C) et (C₀) est formée dans le plan de l'écran *e*. Les lentilles *l*₁ et *l*₃ en donnent (après traversée du cube de Lummer *c*) une nouvelle image qui couvre *complètement* la fente d'entrée *f* du spectroscopie.

D'autre part, le système constitué par la lentille *l*₂, le prisme à réflexion totale *p*₀, les prismes de Glazebrook (polariseurs à champ normal) *g*₁ et *g*₂, le cube de Lummer agissant par sa face diagonale, et la lentille *l*₃, forme à l'intérieur de la fente *f* l'image d'une portion du filament rectiligne de la lampe-tare S.

Le collimateur du spectroscopie est constitué par la fente *f*, les prismes à réflexion totale *p* et *p*₁ et la lentille *l*₄. En écartant le prisme *p*₁, on peut observer à l'aide du viseur *v* la fente *f* et les images formées dans son plan.

Le prisme à déviation constante P et la lentille *l*₅ donnent dans le plan *d* un spectre réel que l'on observe avec l'oculaire *l*₆ et dont on peut isoler une bande déterminée à l'aide de volets mobiles. Une fois tous les réglages faits, on remplace l'oculaire par une lunette V au moyen de laquelle on

(1) Une description de cet appareil a paru dans la *Revue d'Optique*, 1, 499, 1922.

visé les plages du cube photométrique c et on fait tourner le prisme polariseur g_1 jusqu'à ce que ces plages paraissent également éclairées.

Aspect des plages photométriques. — Le cube de Lummer est constitué par deux prismes collés par du baume du Canada ; le prisme réfléchissant P_2 (fig. 16, a) était dans le modèle primitif argenté sur sa face diagonale suivant une bande étroite horizontale ; l'aspect des plages était alors celui de la figure 16 (b).

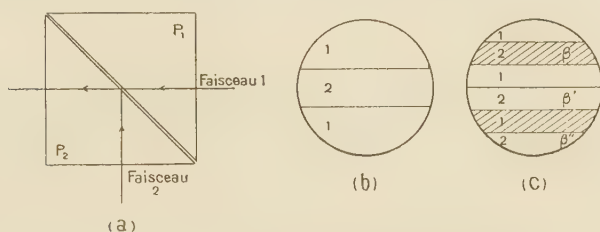


Figure 16. — Aspect des plages du cube de Lummer.

Sur notre demande, M. Yvon a bien voulu faire fabriquer un cube « à contrastes », où la surface réfléchissante est constituée par 3 bandes d'argenteure β β' β'' parallèles et séparées par des intervalles de même largeur qu'elles, et où deux minces lames de verre à faces parallèles disposées l'une devant la partie supérieure du prisme P_2 , l'autre devant la partie inférieure de P_1 , réduisent dans un même rapport le flux réfléchi sur la bande β et le flux transmis entre les bandes β' et β'' . On réalise ainsi des plages ayant au moment de l'équilibre photométrique l'aspect indiqué figure 16 (c).

L'emploi de ce dispositif à contrastes a permis d'augmenter quelque peu la sensibilité des mesures, et surtout d'effectuer chacune d'elles avec moins de fatigue, et par suite de faire de nombreux pointés consécutifs sans que la précision diminue.

b) *Réglage du spectrophotomètre.* — On contrôle d'abord l'orientation des divers prismes et la position des lentilles, comme l'indique le constructeur ; puis on oriente l'ensemble de l'appareil de telle façon que l'axe optique Δ des lentilles l_1 et l_3 coïncide avec l'axe du faisceau arrivant en e .

On amène ensuite la source S dans le plan focal de la lentille l_2 , en une région telle que son image dans le plan f s'appuie sur l'axe Δ , et soit parallèle à l'arête du prisme P . On regarde à cet effet dans le viseur v (qui comporte un réticule à quatre fils convenablement orienté) et on agit sur des vis de réglage que l'on immobilise ensuite au moyen de contre-écrous.

Une lunette à réticule L dont l'axe coïncide avec l'image de Δ sur la face diagonale du cube de Lummer (fig. 15) permet de contrôler la position de la source S , une fois le prisme p_1 interposé entre p et v .

Il ne reste plus ensuite qu'à délimiter la bande spectrale utilisée ; nous avons vu au chapitre II qu'il convenait de lui donner une longueur d'onde moyenne voisine de $0\ \mu\ 6$ et une largeur d'environ 200 angströms. Voici comment nous opérons.

Réglage de la largeur des fentes f et d . — Nous utilisons un collimateur fixe γ (fig. 15) dont la fente φ , très fine, est couverte par une image réelle de la région la plus brillante d'un tube au néon n . On masque temporairement l'écran e par le prisme à réflexion totale p_2 , qui donne de l'axe du collimateur γ une image que l'on fait coïncider avec Δ , et on oriente φ de telle manière que son image dans le plan de la fente f (qui pour commencer est largement ouverte), soit parallèle à l'arête du prisme P .

Une fois ce réglage contrôlé à l'aide du viseur v , on met en place le prisme p_1 : à travers l'oculaire l_6 , on observe dans le plan d un spectre dont les raies les plus visibles sont bien connues ; il est aisé d'identifier celles qui correspondent aux longueurs d'onde suivantes :

$$\lambda_1 = 6\,163,6 \text{ \AA}$$

$$\lambda_0 = 6\,217,3 \text{ \AA}$$

$$\lambda_2 = 6\,266,5 \text{ \AA}$$

On oriente le prisme P de façon à amener la raie λ_0 à la croisée des fils du réticule et on règle la position des deux bords de la fente d pour qu'ils recouvrent à moitié, sur toute leur longueur les raies λ_1 et λ_2 . Puis on fait tourner p_2 de façon que la raie λ_1 vienne prendre la place de λ_0 : à ce moment, l'image de φ dans le plan f n'est plus sur l'axe Δ ; on déplace celui des bords de la fente f qui est du même côté que cette image, jusqu'à ce qu'il vienne coïncider avec elle, ce qui se traduit par une brusque disparition du spectre en d .

On règle de la même façon la position de l'autre bord de f , après avoir (en agissant de nouveau sur p_2) amené la raie λ_2 à la croisée des fils du réticule.

Enfin, on rabat le prisme p_2 et on remplace l'oculaire l_6 par le viseur de plages V. Les bords des fentes étant soigneusement immobilisés, l'appareil est prêt pour les mesures. Une fois le réglage fait, il ne faut que quelques minutes pour le contrôler et au besoin le rectifier.

« *Facteur de transmission* » du spectroscopie pour les diverses longueurs d'onde de la bande spectrale ainsi délimitée. — Le faisceau monochromatique de longueur d'onde λ issu du point M intérieur à la fente d'entrée f (fig. 17) converge après réfraction en un point N du spectre d .

Déterminons M et N par les angles α et β que font les rayons centraux correspondants avec les axes du collimateur et de la lunette, et cherchons comment varie β en fonction de α et λ ⁽¹⁾.

Soient n l'indice du prisme pour la radiation λ , i r i' les

(1) Nous compterons tous les angles positivement dans le sens trigonométrique.

angles que fait le faisceau avec les normales aux faces d'entrée et de sortie, D sa déviation :

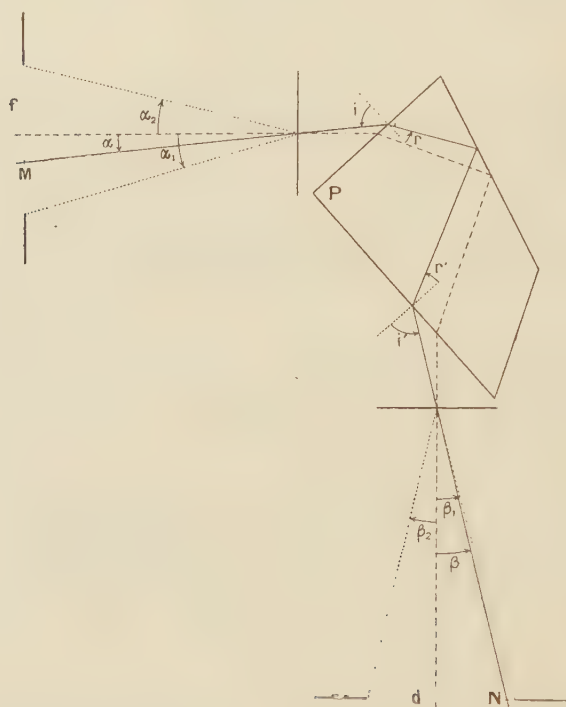


Figure 17. — Parcours d'un rayon dans le spectroscopé.

$$\left. \begin{aligned} \sin i &= n \sin r \\ \sin i' &= n \sin r' \\ r + r' &= \frac{\pi}{3} \\ D &= \frac{\pi}{2} + i' - i \end{aligned} \right\} (1)$$

D'après la façon dont on a fait le réglage, pour $\lambda = \lambda_0$ et $\alpha = 0$

on a :

$$\beta = 0 \quad D = \frac{\pi}{3}$$

$$r = r' = r_0 = \frac{\pi}{6}$$

$$i = i' = i_0 = \arcsin \frac{n_0}{2}.$$

Posons :

$$d\lambda = \lambda - \lambda_0 \quad dn = n - n_0$$

$$di = i - i_0 = \alpha$$

$$di' = i' - i'_0 = \beta$$

et considérons ces accroissements comme des différentielles, ce qui donnera un résultat assez approché, vu la faible largeur des fentes f et d .

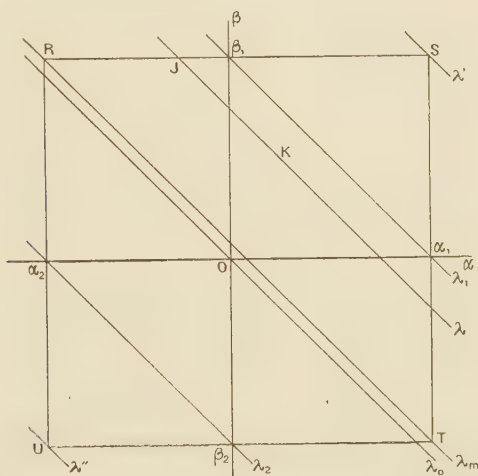


Figure 18. — Droites $\alpha + \beta = k(\lambda_0 - \lambda)$.

Des équations (1), on déduit :

$$\cos i_0 di = n_0 \cos r_0 dr + \sin r_0 dn$$

$$\cos i_0 di' = n_0 \cos r_0 dr' + \sin r_0 dn$$

$$dr + dr' = 0.$$

D'où : $\cos i_0 (di + di') = dn$

ou : $\alpha + \beta = \frac{1}{\cos i_0} \frac{dn}{d\lambda} d\lambda = k(\lambda_0 - \lambda) \quad (k > 0).$

Pour chaque valeur de λ , la courbe $\beta = f(\alpha)$ est donc une droite de coefficient angulaire -1 , coupant l'axe des λ au point d'ordonnée $k(\lambda_0 - \lambda)$ (fig. 18).

D'après le mode de réglage employé, les bords de la fente f correspondent à des valeurs α_1 et α_2 de α telles que :

pour : $\alpha = \alpha_1$ et $\beta = 0$, on ait : $\lambda = \lambda_1$.

d'où : $\alpha_1 = k(\lambda_0 - \lambda_1) > 0$;

pour : $\alpha = \alpha_2$ et $\beta = 0$, on ait : $\lambda = \lambda_2$,

d'où : $\alpha_2 = k(\lambda_0 - \lambda_2) < 0$.

Et les bords de la fente d correspondent à des valeurs β_1 et β_2 de β telles que :

pour : $\beta = \beta_1$ et $\alpha = 0$, on ait : $\lambda = \lambda_1$,

d'où : $\beta_1 = \alpha_1$;

pour : $\beta = \beta_2$ et $\alpha = 0$, on ait : $\lambda = \lambda_2$,

d'où : $\beta_2 = \alpha_2$.

L'œil ne peut recevoir à travers le spectroscopie que les faisceaux satisfaisant aux conditions :

$$\alpha_2 < \alpha < \alpha_1 \quad \beta_2 < \beta < \beta_1,$$

c'est-à-dire dont le point représentatif $K(\alpha, \beta)$ est intérieur au carré RSTU (fig. 18).

Soit IJ la portion de la droite $\beta = f(\alpha)$ correspondant à la longueur d'onde λ qui se trouve à l'intérieur de ce carré : le « facteur de transmission » τ_λ du spectroscopie, pour la longueur d'onde considérée, est (en supposant constantes les pertes par absorption ou réflexion) proportionnel à la longueur IJ.

Sa valeur maxima τ_m correspond à la longueur d'onde λ_m telle que :

$$\begin{aligned} k(\lambda_0 - \lambda_m) &= \alpha_1 + \alpha_2 & (\text{Points R ou T}) \\ &= k(2\lambda_0 - \lambda_1 - \lambda_2). \end{aligned}$$

D'où :

$$\lambda_m = \lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_0 = 6212,8 \text{ \AA}.$$

Et l'on a :

$$\frac{\tau_\lambda}{\tau_m} = \frac{IJ}{RT} = 1 - \frac{IT}{ST} = 1 - \frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

D'où la courbe $\tau_\lambda = f(\lambda)$ (fig. 19), dont les ordonnées positives importent seules.

Les limites extrêmes de la bande spectrale utilisée sont donc :

$$\lambda' = \lambda_m - (\lambda_2 - \lambda_1) = 2\lambda_1 - \lambda_0 = 6109,9 \text{ \AA}$$

$$\text{et : } \lambda'' = \lambda_m + \lambda_2 - \lambda_1 = 2\lambda_2 - \lambda_0 = 6315,7 \text{ \AA}.$$

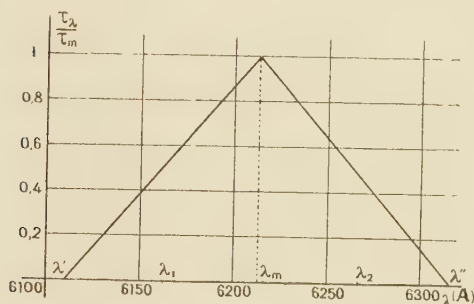


Figure 19. — Facteur de transmission du spectroscopie pour les diverses longueurs d'ondes.

c) *Emploi de l'appareil pour les mesures sur le corps noir.* — On forme à l'entrée du spectrophotomètre une image réelle de l'un ou l'autre des corps noirs (C) et (C₀), au moyen de la lentille 10 (fig. 3) et d'un prisme à réflexion totale qui passe de la position 8 à la position 8' (ou inversement) en glissant sur un banc Y'Y. Les axes des deux fours sont perpendiculaires à ce banc, et les corps noirs en sont à une distance telle que leurs images se forment nettement dans le plan de l'écran 9 : on contrôle cette mise au point comme nous l'avons expliqué à propos des mesures photométriques.

Pour faciliter ces réglages, on a muni de vis calantes et

de glissières les supports des fours, ce qui permet de faire varier très lentement l'orientation de leur axe, ou de leur faire subir une translation parallèlement à l'axe.

Nous avons expliqué au Chapitre II et au début de ce paragraphe comment se font les mesures; la fraction du flux lumineux provenant de l'un ou l'autre des corps noirs qui arrive à l'entrée du spectroscopie est la même, pourvu que le prisme et les lames à faces parallèles fermant les fours soient propres, condition qui peut, comme nous l'avons vu, rester réalisée pendant toute la durée des expériences.

On maintient constante à $1/20000$ près la tension aux bornes de la lampe-tare (soit $114,00^V$) de la même façon que pour celle du photomètre. A titre de contrôle, on peut former sur l'écran g l'image d'une portion déterminée d'une source auxiliaire Σ (lampe « Argenta » à ampoule diffusante) : la constance du rapport des brillances monochromatiques des lampes S et Σ , qui sont de nature très différentes, prouve celle de chacune d'elles. Ce dispositif sert d'ailleurs surtout à vérifier (concurrentement avec l'observation dans la lunette L), que l'image du filament de S se trouve bien toujours entièrement à l'intérieur de la fente f .

d) *Disque de Talbot*. — Le principe de cet appareil, qu'on emploie de plus en plus pour les mesures photométriques, repose sur une loi due à Talbot ⁽¹⁾ et énoncée par Helmholtz sous la forme suivante ⁽²⁾ :

« Quand un point de la rétine est impressionné par une lumière qui subit des variations périodiques et régulières, et que la durée de la période est suffisamment courte, il se produit une impression continue, pareille à celle qui se produirait si la lumière émise pendant chaque période était distri-

(1) TALBOT, *Phil. Mag.*, 5, 34, 1834.

(2) HELMHOLTZ, *Optique physiologique*, traduction française, 2^e édition, p. 83.

buée d'une manière égale dans toute la durée de la période ».

Il résulte de cette loi qu'un disque opaque en rotation rapide, évidé suivant un ou plusieurs secteurs d'angle total ω et interposé sur le parcours d'un faisceau lumineux, laisse passer la fraction $t = \frac{\omega}{2\pi}$ du flux incident.

Cette aptitude remarquable de l'œil à évaluer la valeur moyenne du flux lumineux qu'il reçoit, quand celui-ci subit des variations périodiques, a fait l'objet de très nombreuses vérifications expérimentales. Les plus précises sont dues à M. Hyde (1), qui a trouvé un très bon accord entre les résultats obtenus soit par variation de la distance d'une source ponctuelle au photomètre, soit par interposition d'un disque de Talbot, même si l'angle ω n'est que de 10° (L'erreur possible sur ses mesures ne semble pas supérieure à $5/1000$). Nous avons vérifié nous-mêmes que les résultats de nos comparaisons spectrophotométriques étaient indépendants de la vitesse de rotation du disque entre 900 et 1500 tours par minute (soit 30 et 50 périodes d'occultation par seconde). Nous avons par la suite maintenu cette vitesse à environ 1200 t/m. La fréquence 30, pour laquelle, quand l'éclairement des plages photométriques est faible, le papillotement cesse d'être sensible, n'est plus suffisante quand cet éclairement augmente beaucoup.

Le disque que nous utilisons (fig. 20) est constitué par deux troncs de cône de révolution très aplatis, assemblés par leurs grandes bases. Chacun d'eux comporte deux évidements diamétralement opposés, tels que ABCD et A'B'C'D', que l'autre masque plus ou moins ; on fixe la position relative des deux parties de l'appareil en serrant les boulons K et K'.

(1) HYDE, *Bull. Bur. Stand.*, 2, 1, 1906. Ce mémoire contient une bibliographie détaillée des recherches antérieures sur la question,

Les ouvertures utiles sont alors limitées par les bords biseautés AB, EF et A'B', E'F', qui sont bien rectilignes et dirigés suivant des rayons, comme le montrent les résultats de mesures ci-dessous. Leur longueur (1 cm.) est suffisante

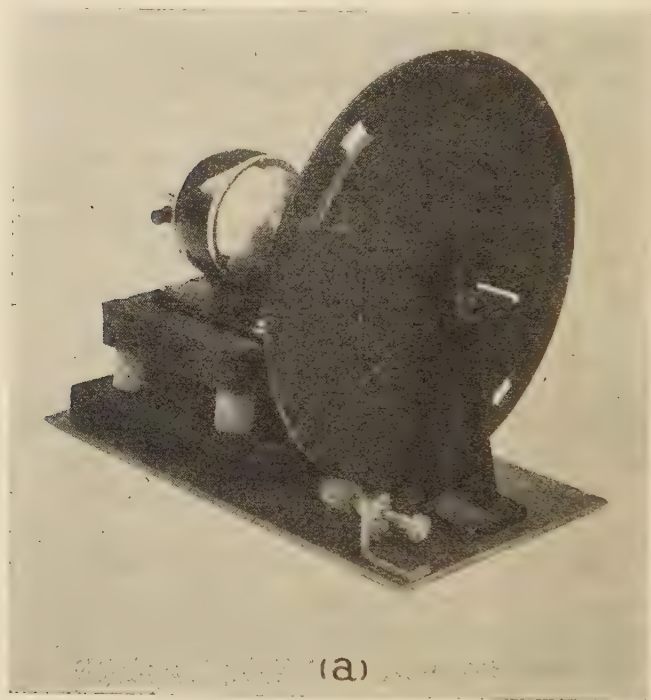


Figure 20. — Disque de Talbot.
a Vue d'ensemble.

pour que les flux lumineux que nous étudions ne rencontrent pas les parois AE, BF, A'E', B'F'.

Le disque, entièrement noirci, est entraîné par un petit moteur à courant continu, à vitesse réglable. Un tube de caoutchouc assure la liaison en bout d'arbre, et le moteur lui-même est posé sur des cales en caoutchouc, pour que ses

vibrations ne se transmettent pas au disque. Celui-ci est en outre monté sur des roulements à billes de précision, assurant la fixité de son axe à 1/100 mm. près.

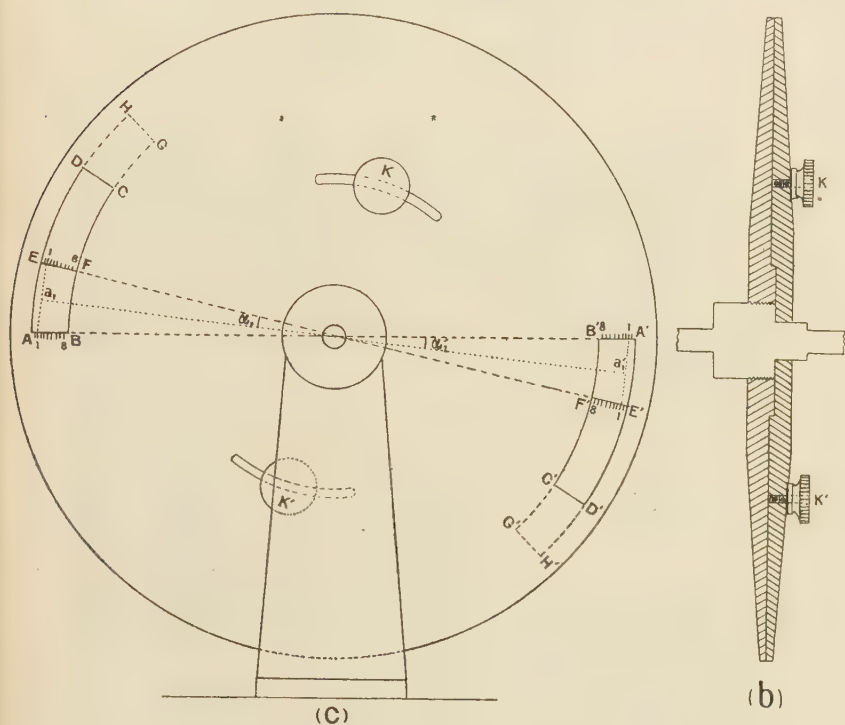


Figure 20 bis. — Disque de Talbot.

b Coupe.

c Elévation.

Mesure du facteur de transmission $t = \frac{\omega}{2\pi}$. — Sur chacun des 4 bords utiles AB, EF, A'B', E'F', est tracé, à la même distance (voisine de OA) du centre O, un trait de repère, marqué 1 (fig. 20). Nous avons mesuré à la machine à diviser le diamètre d_1 de la circonférence passant par ces quatre

traits, puis les longueurs a_1 et a'_1 des cordes qui les joignent à l'intérieur des deux ouvertures.

D'où nous avons déduit

$$\sin \alpha_1 = \frac{a_1}{d_1} \qquad \sin \alpha'_1 = \frac{a'_1}{d'_1}.$$

Nous avons recommencé la même mesure à l'aide de repères marqués 2, 3, ..., 8, tracés sur des circonférences plus petites, la différence des deux rayons successifs étant de 1 mm. environ. Plusieurs expériences nous ont donné des résultats bien concordants dont voici les valeurs moyennes :

Numéros des repères	$\sin \alpha$	$\sin \alpha'$
1	0,07150	0,07151
2	0,07150	0,07154
3	0,07146	0,07154
4	0,07147	0,07151
5	0,07147	0,07154
6	0,07147	0,07154
7	0,07146	0,07147
8	0,07143	0,07145
Moyenne . . .	0,07147	0,07151

Les diamètres d , de l'ordre de 260 mm., sont mesurés avec une erreur inférieure à ± 0 mm. 05 ; les cordes a , de l'ordre de 18 mm. 5 avec une erreur inférieure à $\pm 4\mu$.

D'où, pour $\sin \alpha$, une erreur relative inférieure à :

$$\frac{5}{26000} + \frac{4}{18500}$$

ou environ 5/10 000.

Les diverses valeurs trouvées pour $\sin \alpha$ diffèrent bien de moins de 1/1000, de même celles trouvées pour $\sin \alpha'$: les bords des fentes sont suffisamment rectilignes et convenablement orientés.

Pour calculer t , on peut prendre la valeur moyenne $\sin \alpha = 0,07149$.

D'où : $\alpha = 0,07155$ radian :

$$\omega = 4\alpha = 0,28620 \text{ radian (soit environ } 16^{\circ}26').$$

$$t = 0,04555 = \frac{1}{21,954} \text{ à } 1/2000 \text{ près ;}$$

et $\frac{1}{t^2} = 482,0$, à $1/1000$ près.

e) *Précision des mesures.* — Le flux lumineux de la lampe tare est réduit dans un rapport connu par passage à travers deux prismes polariseurs à champ normal de Glazebrook, dont l'un peut tourner autour de l'axe du faisceau en entraînant un cercle gradué. Un vernier permet d'évaluer à une minute près l'angle γ des deux prismes. D'où leur facteur de transmission $\sin^2 \gamma$, la lumière incidente, qui provient d'une lampe à filament de carbone, n'étant pas du tout polarisée.

Avant toute mesure, on règle la position de l'analyseur pour obtenir l'extinction complète quand le polariseur est au zéro de sa graduation (à 2 minutes près).

Le disque de Talbot est interposé de façon à réduire le plus grand des deux flux que l'on compare. Son ouverture et l'intensité de la source tare ont été réglés de telle sorte que la valeur de γ qui correspond à l'équilibre photométrique soit approximativement le même — de l'ordre de 55° — quel que soit celui des deux corps noirs à T^0 ou T_0 que l'on observe.

Chaque mesure comporte 6 à 10 pointés, pour lesquels l'écart maximum par rapport à la moyenne dépasse rarement $30'$, l'écart moyen étant d'environ $15'$, ce qui correspond pour le flux lumineux à des variations relatives de $12/1000$ et $6/1000$.

6. Description d'une expérience complète. — Les préparatifs d'une série de mesures comportent :

a) Le contrôle de la position et de l'orientation des divers appareils, après nettoyage des pièces optiques. Une fois ces réglages faits, ils se conservent très bien : seul celui de la lampe-tare du spectrophotomètre a dû parfois être rectifié.

b) La charge complète des batteries d'accumulateurs.

Rôle des expérimentateurs. — Les expériences sont effectuées par un *observateur*, qui fait les mesures au photomètre et au spectrophotomètre, après avoir assuré le réglage de la tension aux bornes des lampes-tares ou de la lampe-étalon, et déplacé quand cela était nécessaire les prismes mobiles et le disque de Talbot, — et par un *aide*, qui a sous la main les appareils de réglage de la puissance des fours, et qui regarde l'échelle du galvanomètre *g* servant aux mesures sur le pyromètre Féry ou sur le couple thermo-électrique.

Toutes les minutes, un coup de timbre retentit : l'aide lit à haute voix et note la déviation α du spot de *g*. Entre temps, il enregistre les lectures photométriques (position x du photomètre sur son banc) ou spectrophotométriques (angle γ des prismes de Glazebrook) annoncées par l'observateur.

Celui-ci vient effectuer lui-même les réglages de puissance permettant de réaliser dans chaque four la température voulue ; l'aide en assure ensuite la constance.

Description d'une expérience complète. — Voici le relevé des principales opérations effectuées au cours d'une journée d'expériences ⁽¹⁾, choisie au hasard parmi celles qui nous ont donné les résultats que nous indiquons au chapitre IV :

8 heures : Allumage du four auxiliaire servant à purifier l'azote ; réglage du courant d'azote à travers les deux fours.

9 heures : Allumage du four à spirale de nichrome (Environ 15 ampères dans la bobine principale, fournis par le réseau de distribution de la ville).

(1) 27 février 1925.

TABLEAU II. — *Mesures photométriques sur L_5 et L_6 .*

$X = 3,000$ mm. Position de la lampe étalon sur le banc photométrique.

x (mm). Position du photomètre quand les plages semblent avoir même aspect.

x_m . Valeur moyenne de x .

ε_m (mm). Valeur moyenne de $|x - x_m|$.

H	Lampe	x	x_m	$x - x_m$	ε_m	$\delta = X - x_m$
10 h. 30	L_6 (Tension aux bornes : 107 ^v ,00)	1.041 1.047 1.045 1.046 1.046 1.047 1.048 1.048 1.048 1.044 1.045	1.046	— 5 1 — 1 0 0 1 2 2 2 — 2 — 1	1,5	1.954
18 h. 30	L_5 (108 ^v ,40)	956 954 957 952 955 952	954	2 0 3 — 2 1 — 2	1,7	2.046
18 h. 30	L_6 (107 ^v ,00)	1.044	1.045	— 1	2,2	1.955
		1.052		7		
		1.046		1		
		1.042		— 3		
		1.047		2		
		1.044		— 1		
		1.040		— 5		
		1.044		— 1		
		1.044		— 1		
		1.044		— 1		
		1.043		— 2		
		1.047		2		
		1.047		2		

Mise en place, à l'arrière de son « corps noir », d'un fil d'or, dans les conditions indiquées au paragraphe 2.

10 h. 30 : Premières mesures photométriques sur les lampes-étalons provisoires L_5 et L_6 . — La tension aux bornes de la lampe-tare est maintenue égale à 108^v,00 ; sa couleur est alors la même que celle des sources-étalons.

On trouvera ci-dessus (tableau II) le relevé des « pointés » successifs ; nous y avons joint, pour permettre une comparaison immédiate, celui des mesures analogues faites à 18 h. 30, une fois terminées les expériences sur le « corps noir ». La concordance est excellente, ce qui prouve que la lampe-tare n'a pas varié.

Nous en déduisons (à titre de contrôle) pour le rapport des intensités lumineuses de L_6 et L_5 la valeur :

$$\frac{J_6}{J_5} = \left(\frac{1\,954}{2\,046} \right)^2 = 0,912$$

qui concorde bien avec les résultats des mesures antérieures.

12 h. 30 à 14 heures : Premières mesures sur le corps noir au point de fusion de l'or. — A 12 h. 30, le four à spirale de nichrome a presque atteint la température T_0 . On commence alors à mesurer la force électromotrice du couple platine-platine rhodié, à l'aide du potentiomètre, et on règle la puissance (qui est maintenant fournie par des accumulateurs) de façon que l'échauffement devienne très lent.

Quand le fil d'or fond (ce dont on est prévenu par le déclenchement d'une sonnerie) on note la position α_0 du spot du galvanomètre g ; puis on règle la tension aux bornes du four, de façon à stabiliser la température à la valeur ainsi déterminée, pendant tout le temps nécessaire aux mesures spectrophotométriques. Le tableau III et les courbes de la figure 21 (a) indiquent les résultats obtenus pendant cette partie de l'expérience.

14 heures à 17 h. 30 : Mesures sur le corps noir entre 2000 et 2100° K. — A 13 h. 45, on a lancé le courant dans le

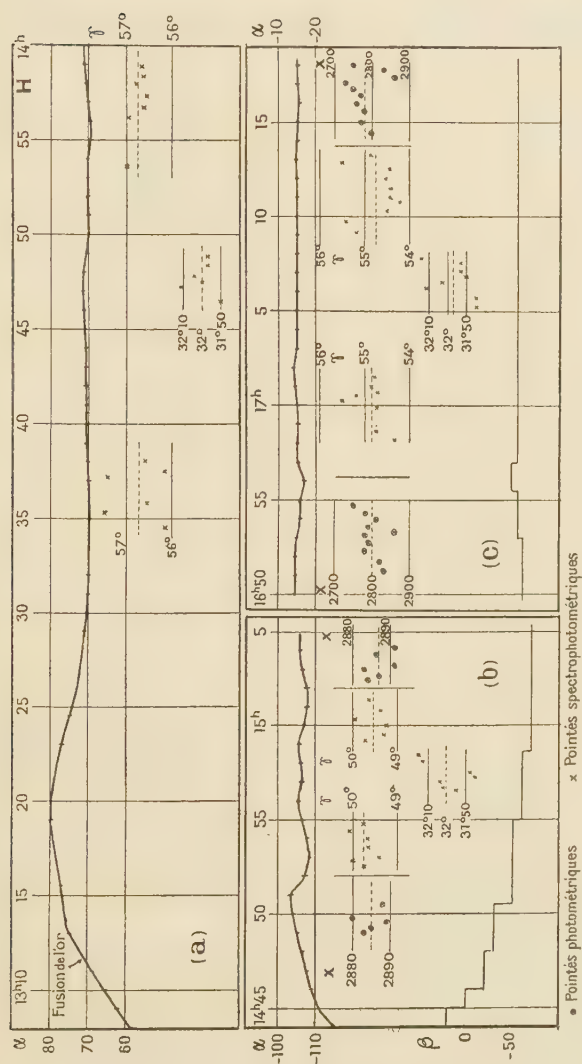


Figure 21. — Mesures effectuées.

a) Sur le corps noir au point de fusion de l'or.

b, c) Sur le corps noir « étalon » (Points G_1 et G_2 de la figure 22).

four à tube de carbone. La puissance consommée (1 000 watts) a monté rapidement jusqu'à 1 600 watts (à 14 h. 5) à cause de la diminution de résistance du carbone quand sa tempé-

TABLEAU III. -- Mesures sur le corps noir au point de fusion de l'or.

H	V_1	α	γ	γ_m	$\gamma - \gamma_m$	ε_m	Observations
13 h. 4	47,7	43,8	56° 8	56° 43	— 35	29'	Fusion de l'or.
8		58					
9	$\frac{47,7}{47,4}$	62					
10		66					
11		68,5					
		71					
13		75					
15		77					
19		80					
23		77,2					
24		75					
29		71					Comparaison de la tare du spectrophotomètre au corps noir.
31		70					
32		70					
35		69,5					
		70					
37		70					
38		70					
39		70,5					
40		70,5					
41		70,5					
42		71					
43		71					
46		71					

rature s'élève. On la ramène à ce moment à environ 900 watts, et on commence à mesurer la force électromotrice du pyromètre Féry.

Le tableau IV montre comment, en agissant sur la puissance, d'après les indications du wattmètre, puis, pour plus de précision, d'après celles du galvanomètre placé dans le circuit de plaque de la lampe à trois électrodes, on arrive à stabiliser la température. On effectue alors des mesures successives au photomètre et au spectrophotomètre, puis un contrôle de la tare de cet appareil par comparaison avec la lampe Σ , enfin une nouvelle détermination de la brillance monochromatique du corps noir et de sa brillance totale. Ces mesures croisées concordent d'une façon satisfaisante. La figure 21 (b) donne le relevé des « pointés » ainsi effectués.

On augmente ensuite légèrement la puissance consommée par le four, puis on stabilise de nouveau son régime, et on fait une nouvelle série de mesures analogues aux précédentes.

On effectue ainsi successivement quatre ou cinq expériences croisées, à des températures différant d'environ 5 à 10°. De la comparaison des résultats obtenus on peut déduire d'une part la variation de brillance totale, d'autre part la variation relative de brillance monochromatique (et par suite l'écart de température) qui correspond à un déplacement de 10 mm. du spot du galvanomètre g .

On se rend compte ainsi que la constance de température réalisée dans le four est largement suffisante. Son réglage est d'ailleurs d'autant plus aisé qu'il est allumé depuis plus longtemps, comme le montre la figure 21 (c) : l'expérience correspondante, faite un peu après celle décrite plus haut, a été réalisée à *puissance rigoureusement constante*.

17 h. 30 à 19 heures : *Mesures de contrôle*. — Une fois faites les déterminations sur le corps noir « étalon », on recommence avec l'autre radiateur (qu'on avait entre temps

maintenu à une température légèrement inférieure à celle de fusion de l'or), une expérience analogue à celle faite entre 12 h. 30 et 14 heures : on retrouve pour α_0 la même valeur, et la moyenne de 18 pointés spectrophotométriques est $\gamma_0 = 56^{\circ}37'$, en bon accord avec le résultat déjà trouvé. Le réglage du spectrophotomètre s'est donc bien conservé ; on s'en assure d'ailleurs par un contrôle direct.

On termine par une nouvelle série de mesures sur la lampe L_6 , pour vérifier la constance de la tare du photomètre (Voir tableau II).

Résultats de cette journée d'expériences.

Utilisons les notations indiquées page 17 :

1° Les mesures sur la lampe L_6 donnent $d = 1954$ mm.

2° Celles sur le corps noir à T_0^0 conduisent à prendre pour γ_0 la valeur moyenne $56^{\circ}41'$.

3° Pour chacun des paliers de température réalisés pour le corps noir entre 2000 et 2100° K, on prend la moyenne des valeurs obtenues pour x et γ . De la première on déduit :

$$\delta = X - x,$$

D'où les valeurs de la brillance :

$$B = \frac{J}{\sigma \theta} \frac{\delta^2}{d^2} \quad \dots \quad .$$

et du rapport N :

$$N = \frac{1}{t^2} \frac{\sin^2 \gamma}{\sin^2 \gamma_0} .$$

(Rappelons que les diverses grandeurs X , θ , σ et t ont été mesurées à plusieurs reprises, avant et après les expériences sur le corps noir).

Le tableau V donne le résumé des résultats ainsi obtenus.

TABLEAU IV. — Mesures sur le corps noir « étalon ».

H	β	α	x ou γ	x_m ou γ_m	$x - x_m$ ou $\gamma - \gamma_m$	ε_m	Observations
14 h. 42	20	— 127,5	2883 2885 2889 2880 2888	2885 ^{mm}	— 2 — 0 — 4 — 5 — 3	2 ^{mm} 8	Mesures photométriques sur le corps noir.
43		— 123					
44		— 116,5					
45		— 111,5					
46		— 109					
47	30	— 108	49° 44 50° 0 49° 25 49° 39 49° 40 50° 4 49° 45 31° 55	49° 45	— 1 15 20 — 6 — 5 19 0 — 5	9' $\frac{1}{3}$	Mesures spectropho- métriques sur le corps noir.
48		— 106,5					
49		— 105,5					
50	50	— 104	32° 2 32° 4 31° 45 31° 48 32° 13 32° 15	32° 0	— 2 4 15 — 12 13 15	9'	Mesures spectrophoto- métriques sur la lampe N.
51		— 103,5					
52		— 107					
53	60	— 108,5					
54		— 108					
55		— 106,5					
56		— 105,5					
57	70	— 106,5					
58		— 106					

TABLEAU V. — Résumé d'une journée d'expériences.

H	n	α	ε_x	δ	ε_y	B	γ	ε_γ	N	γ'	Observations
13 h. 11	6	71	0,5				56° 43	29'		32° 0	Fusion de l'or. Premières mesures sur le corps noir C ₀ .
35	6	70					56° 45	8'			
47	7	70	0,5								
53											
14 h.	12									31° 54	Mesures sur le corps noir C correspondant au point G ₁ de la figure 22.
48	14									32° 0	
52	5	-105	1,5	1514	2,8		49° 45	9'	400,9		
57	7	-107,5	1			60,81	49° 33	14'		32° 0	
15 h. 2	7	-107	1,5								
	6	-106,5	1,5	1512	2,6						
12	7	52	0,5	1583	2		53° 45	10'	449,8	31° 59	(Point G ₂)
15	6	52	0,5			66,57					
20	6						53° 54	10'			
23	6	51	0,5	1585	2						
29	6	50	0,5								
42	15	-19	3	1635	2,5		56° 22	27'	477,2	31° 54	(Point G ₃)
50	9	-20	1			70,92					
57	7	-22,5	0,5	1634	1,7		56° 8	13'			
16 h. 5	6	-22	1								

16	7	117,5	0,5	1665,5	1,7	73,82	58° 10	15'	498,4	32°	(Point G_4)
24	7	117,5	0,5				58° 12	19'			
28	8										
31	7	118	1	1668	2						
36	9	118	1								
52	10	— 15	1	1598	2,5	68,00	54° 51	14'	460,9	31° 57	(Point G_3)
58	8	— 15	1				54 45	23'			
17 h. 5	10	— 15	1								
9	10	— 15	1	1601	2,8						
15	10										
35	10						56° 37	27'		31° 55	Nouvelles mesures sur le corps noir C_0 . Fusion de l'or.
40	12									31° 54	
18 h. 5	18	70	5								
55		71									

H Instant du début d'une série de pointés.

n Nombre de pointés dont on a pris la moyenne.

z Déviation du galvanomètre g (La force électro-motrice opposée à celle du pyromètre Féry a été modifiée entre les 2° et 3° et entre les 3° et 4° séries de mesures faites sur le corps noir C).

δ Distance de l'image réelle du corps noir au photomètre au moment de l'équilibre (Moyenne de n pointés).

γ' } Angle des prismes du spectrophotomètre } le corps noir.

γ' } Moyenne de n pointés effectués sur } la lampe Σ .

ε_2 Ecart moyen des pointés z du groupe considéré, par rapport à leur moyenne (évalué en mm. ou en minutes sexagésimales).

CHAPITRE IV

Résultats.

1. Valeur de la brillance B du corps noir en fonction du rapport N , dans le domaine de température où sa couleur est voisine de celle des lampes à filament de carbone. — Les premières expériences complètes conduites comme celle que nous venons de décrire ont mis en évidence diverses causes d'erreur (encrassement du regard placé devant le four en nichrome, incertitudes sur la température du corps noir (C_0), manque de stabilité de la lampe-tare du spectrophotomètre, etc.) qui ont pu être éliminées par la suite.

Nous avons effectué en dernier lieu 26 séries de mesures à température constante, réparties sur 7 journées d'expériences. Chacune d'elles nous a donné pour la brillance B et le rapport N un système de valeurs correspondantes que nous avons représenté par un point sur la figure 22 (tableau VI).

Nous avons tracé la courbe moyenne $B = f(N)$ qui s'en déduit : on peut sans erreur notable la confondre avec une droite (D), dans l'étroit domaine considéré.

Soit ΔB la différence entre les ordonnées B et B_i d'un point P résultant des expériences, et du point de cette courbe qui a la même abscisse : $\frac{\Delta B}{B_i}$ est l'écart relatif de P par rapport à la courbe moyenne. La droite (D) satisfait à la condition que la somme des écarts relatifs de tous les points figurés soit nulle.

Dix-neuf de ces points ont été obtenus par des mesures

complètement croisées, de la manière indiquée au chapitre précédent : si on ne tenait pas compte des sept autres

TABLEAU VI. — *Résultats.*

Date	Point	N	B (b/cm ²)	$\frac{\Delta B}{B_1}$ (1)
6 février . . .	B ₁	450,1	66,76	— 5,5
11 février . . .	C ₁	462,2	69,73	12,5
	C ₂	519,3	77,63	9
	C ₃	462,2	69,72	12,5
13 février . . .	D ₁	516,2	75,44	— 12
	D ₃	483,5	71,48	— 3
	D ₄	458,0	67,21	— 14
	D ₅	425,5	63,72	0
	D ₆	456,6	67,97	— 0,5
	D ₇	485,8	72,18	1,5
25 février . . .	F ₁	488,6	72,65	2
	F ₂	447,1	67,09	5
27 février . . .	G ₁	400,9	60,81	— 7
	G ₂	449,8	66,57	— 7,5
	G ₃	477,2	70,92	0,5
	G ₄	498,4	73,82	0
	G ₅	460,9	68,00	— 9
2 mars.	H ₁	476,4	70,92	2
	H ₂	452,7	67,07	— 6
	H ₃	436,6	64,64	— 9
	H ₄	467,3	69,11	— 5
	H ₅	493,1	72,06	— 13,5
4 mars.	I ₁	511,1	76,49	10,5
	I ₂	464,8	70,23	14
	I ₃	433,7	64,89	0,5
	I ₄	449,9	67,41	5
(1) Ecart relatif par rapport à la courbe moyenne (en millièmes)				

(B₁D₂D₃D₄D₅D₆D₇) qui correspondent à des résultats peut-être un peu plus incertains, on devrait déplacer très légèrement la droite (D), de façon à augmenter ses ordonnées de 1,5/1000 environ.

Comme l'indique le tableau VI, les écarts relatifs $\frac{\Delta B}{B_1}$ sont tous inférieurs à 14/1000. La moyenne de leurs valeurs absolues est 6,4/1000.

C'est pour les valeurs de N comprises entre 450 et 470 que la couleur du corps noir est voisine de celle de l'étalon provisoire à filament de carbone. En mettant en évidence la moyenne $N_0 = 460$, on peut écrire l'équation de la droite (D) sous la forme :

$$B = 68,5 + 0,14 (N - 460) \text{ b/cm}^2.$$

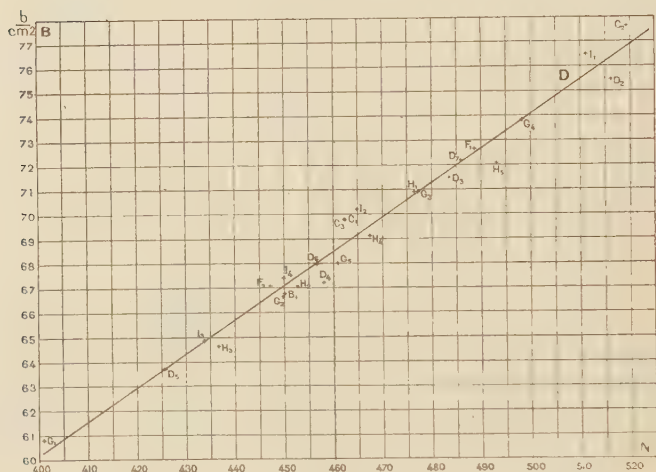


Figure 22. — Courbe $B = f(N)$.

Calcul approximatif de la température correspondante.

— a) Supposons d'abord, pour simplifier, la bande spectrale utilisée infiniment étroite, et de longueur d'onde λ .

De la formule de Wien on déduit :

$$N = e^{\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}.$$

D'où :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - \frac{\lambda \log N}{c_2 \log e}. \quad (1)$$

Si nous admettons pour c_2 , T_0 et λ les valeurs 14 312 (μ' 0), 1 336° K et $\lambda_m = 0,6213$, nous en déduisons :

pour	$N = 450,$	$T = 2069,0$
	$460,$	$2073,0$
	$470,$	$2077,1$

La variation relative de la brillance du corps noir par degré, au voisinage de ces températures, est par suite :

$$\frac{1}{dT} \cdot \frac{dB}{B} = \frac{dN}{dT} \cdot \frac{dB}{dN} \cdot \frac{1}{B} = \frac{20}{8,1} \cdot 0,14 \cdot \frac{1}{68,5} = 0,50.$$

b) En fait, la bande spectrale utilisée s'étend entre les longueurs d'onde $\lambda_m - \alpha$ et $\lambda_m + \alpha$.

Le flux F émis par le corps noir à T^0 intervenant dans la formule $N = \frac{F}{F_0}$ est de la forme :

$$F = K \int_{\lambda_m - \alpha}^{\lambda_m + \alpha} k_\lambda \tau_\lambda \rho_\lambda d\lambda$$

k_λ étant le facteur de visibilité relative de la radiation λ , τ_λ le facteur de transmission du spectroscopie pour cette radiation et ρ_λ étant donné par la formule de Wien.

Posons $\lambda - \lambda_m = x$. Dans l'étroit intervalle spectral considéré, les fonctions k_λ et ρ_λ sont sensiblement linéaires :

$$\begin{aligned} \rho_\lambda &= a(1 + mx) \\ k_\lambda &= b(1 + px). \end{aligned}$$

D'autre part, τ_λ est, comme nous l'avons vu, de la forme :

$$\tau_\lambda = c \left(1 - \frac{|x|}{\alpha} \right).$$

Donc :

$$\begin{aligned} F &= Kabc \int_{-\alpha}^{+\alpha} (1 + mx)(1 + px) \left(1 - \frac{|x|}{\alpha} \right) dx \\ &= Kabc\alpha \left(1 + \frac{\alpha^2}{6} mp \right). \end{aligned}$$

Le flux F_0 émis par le corps noir à T_0^0 est de même :

$$F_0 = K a_0 b c \alpha \left(1 + \frac{\alpha^2}{6} m_0 p \right)$$

Donc :

$$N = \frac{a}{a_0} \frac{1 + \frac{\alpha^2}{6} m p}{1 + \frac{\alpha^2}{6} m_0 p}.$$

Or :

$$\alpha = 0,0103, \quad \frac{\alpha^2}{6} = 17,7 \cdot 10^{-6}.$$

D'après la formule de Wien :

$$m = \frac{1}{\varphi_\lambda} \frac{\partial \varphi_\lambda}{\partial \lambda} = \frac{c_2}{\lambda^2 T} - \frac{5}{\lambda}.$$

Où, en remplaçant c_2 et λ par les mêmes nombres que ci-dessus, et en admettant pour T la valeur approchée 2073^0 K :

$$\begin{aligned} m &= \frac{14\,312}{(0,6213)^2} \frac{1}{2\,073} - \frac{5}{0,6213} \\ &= \frac{37\,080}{2\,073} - 8,05 \\ m_0 &= \frac{37\,080}{1\,336} - 8,05 \end{aligned}$$

Enfin, comme le montre la courbe I (fig. 1) :

$$p = \frac{1}{k_\lambda} \frac{dk_\lambda}{d\lambda} = \text{environ } 32,5,$$

$\frac{\alpha^2}{6} m_0 p$ étant petit par rapport à l'unité, on peut écrire :

$$\begin{aligned} N &= \frac{a}{a_0} \left[1 + \frac{\alpha^2}{6} (m - m_0) p \right] \\ &= \frac{a}{a_0} \left[1 - \frac{5,7}{1\,000} \right]. \end{aligned}$$

La valeur du rapport N est donc inférieure d'environ

5,7/1 000 à ce qu'elle serait si les flux utilisés étaient parfaitement monochromatiques et de longueur d'onde λ_m . Quand l'expérience donne $N = 460$, par exemple, la température T peut s'en déduire par le calcul fait au paragraphe (a) pourvu qu'on substitue à N le nombre 460 $\left(1 + \frac{5,7}{1\,000}\right) = 462,6$. On trouve alors $T = 2\,074^\circ \text{K}$ au lieu de $2\,073$: cet écart est faible vis-à-vis de l'erreur pouvant résulter de l'incertitude sur c_2 .

On peut encore utiliser la formule (1) en y laissant à N la valeur donnée par l'expérience, mais en y remplaçant λ par :

$$\begin{aligned}\lambda_e &= 0,6213 \frac{\log 462,6}{\log 460} \mu \\ &= 0,6219 \mu.\end{aligned}$$

λ_e est par définition, la longueur d'onde *efficace* des flux qui traversent le spectrophotomètre, relative aux températures T et T_0 .

Remarquons pour terminer que la valeur admise ci-dessus pour p est celle qui correspond à un œil moyen. Ce facteur doit être modifié suivant l'observateur, d'une quantité pouvant atteindre au maximum (1) $\pm 10\,0/0$; mais il n'en résulte pour N qu'un écart relatif inférieur à $1/2\,000$, et pour λ_e qu'une variation inférieure à $0\,\mu\,5$.

2. Degré de précision de nos mesures — Nous avons, pour évaluer B , attribué à la lampe étalon provisoire l'intensité lumineuse $\mathcal{J} = 18\text{ b. }60$. Inversement, si on considérait le corps noir comme un étalon primaire de brillance B , les expériences ci-dessus permettraient de déterminer I .

(1) A condition d'éliminer les sujets ayant une courbe de visibilité relative très anormale. Résultat déduit d'expériences de COBLENTZ et EMERSON (*B. Bur. Stand.*, 14, 167, 1918), portant sur 125 personnes.

Voyons avec quelle précision sont mesurés les rapports :

$$X = \frac{B}{I} = \frac{1}{6\sigma} \frac{\delta^2}{d^2}$$

et

$$N = \frac{F}{F_0} = \frac{1}{t^2} \frac{\sin^2 \gamma}{\sin^2 \gamma_0}.$$

a) *Erreur possible sur X.* — Chacun des facteurs θ et $\frac{\delta^2}{d^2}$ est déterminé par deux mesures photométriques, qui résultent de la moyenne d'un grand nombre de « pointés » faits dans les meilleures conditions (l'intensité de la lampe tare étant maintenue constante à 3/10000 près); on peut espérer que l'erreur relative totale qui leur correspond est inférieure à $4 \times \frac{2}{1000}$. Nous avons vu, d'autre part, que σ a été mesuré à 1/1000 près.

L'intensité I est maintenue fixe, au cours d'une série de mesures, avec la même précision que celle de la lampe tare : sa variation, pour une période plus longue, serait précisément mise en évidence par des comparaisons successives avec le « corps noir ».

Enfin nous savons que la brillance B peut être pendant chaque expérience, maintenue constante à moins de 6/10 000 près.

L'erreur relative sur X est donc probablement inférieure à

$$\frac{8 + 1 + 0,2 + 0,6}{1000}$$

soit 1/100.

b) *Erreur possible sur N.* — Le rapport $\frac{\sin^2 \gamma}{\sin^2 \gamma_0}$ est déduit de deux mesures spectrophotométriques; l'erreur relative correspondante, bien qu'un peu plus grande que pour les mesures photométriques, est probablement inférieure à $2 \times \frac{2,5}{1000}$. Quant à t, nous avons vu qu'il est évalué à 1/2000 près.

D'autre part, la brillance monochromatique du corps noir étalon est maintenue constante à 6,4/10 000 près. Il semble légitime d'admettre que la température du corps noir de comparaison ne diffère pas du point de fusion de l'or de plus de 2/10 de degré; d'où sur F_0 une erreur relative maxima de 2,6/1 000.

Enfin, les bords de la bande spectrale utilisée sont déterminés à l'aide du spectre du néon à environ 2 unités Ångström près; il en est donc de même de la longueur d'onde efficace. Nous avons vu que la variation de celle-ci suivant l'observateur est inférieure à 0,5 Å.

Or de la formule :

$$N = e \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)$$

on déduit :

$$\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \lambda} = - \frac{1}{\lambda} \frac{\log N}{\log e} = - \frac{1}{1\,000}.$$

Au total, l'erreur relative sur N est donc probablement inférieure à

$$\frac{5 + 1 + 0,64 + 2,6 + 2,5}{1\,000} = \frac{11,74}{1\,000}.$$

L'incertitude qui en résulte pour B est inférieure à

$$\frac{N}{B} \frac{dB}{dN} \times \frac{11,74}{1\,000} = \frac{12,5}{1\,000}.$$

3. Différences entre les radiateurs utilisés et le « corps noir » théorique. — Comme nous l'avons indiqué, le radiateur utilisé à haute température est un cylindre de carbone de 20 mm. de diamètre et 25 mm. de long : au centre d'une des bases est une ouverture de 5 mm. de diamètre. L'enceinte au point de fusion de l'or est un cylindre de mêmes dimensions en nickel oxydé. Leur rayonnement serait assimilable à celui d'une surface parfaitement absorbante (corps noir) si

leurs ouvertures étaient infiniment petites et leurs températures bien uniformes.

a) *Influence des ouvertures.* — Les rayons utilisés proviennent uniquement de points situés sur la base pleine du cylindre considéré, au voisinage de son centre. Inversement, supposons qu'un flux lumineux F provenant de l'extérieur de l'enceinte tombe sur un élément E , de surface s , de cette région. Admettons que les parois absorbent la fraction α des flux qu'elles reçoivent, et diffusent le reste suivant la loi de Lambert, la réflexion spéculaire étant supposée nulle. Posons

$$\delta = 1 - \alpha.$$

Soit σ l'aire de l'ouverture, et D sa distance à l'élément E ; la brillance de celui-ci, qui diffuse un flux $F\delta$, est $\frac{F\delta}{\pi s}$. Il renvoie vers l'ouverture le flux

$$\frac{F\delta}{\pi} \frac{\sigma}{D^2} = F\delta\varepsilon, \quad \left(\varepsilon = \frac{1}{\pi} \frac{\sigma}{D^2} = \frac{1}{100} \right)$$

Le reste $F\delta(1 - \varepsilon)$ tombe sur la paroi de l'enceinte, qui n'en renvoie vers l'ouverture qu'une fraction inférieure à $\delta\varepsilon$. Si δ est petit, on peut négliger la portion du flux qui ressort après plus de deux réflexions.

Si on appelle A le pouvoir absorbant de l'enceinte (utilisée dans les conditions indiquées), on a donc :

$$1 - A < \delta\varepsilon + \delta^2\varepsilon < \frac{1,7}{100\delta}$$

en admettant que le pouvoir émissif du carbone à haute température est dans le spectre visible, inférieur à 0,85 (d'où $\delta < \frac{15}{100}$).

D'après la loi de Kirchhoff, A est le rapport des brillances B' et B du radiateur considéré et du corps noir ayant la même température.

On a donc :

$$\frac{B - B'}{B} < \frac{1,7}{1\,000}$$

D'autre part, les mesures spectrophotométriques, au lieu de donner le rapport N des flux monochromatiques F et F_0 émis par le corps noir à T^0 et à T_0^0 , donnent un nombre $N' = \frac{F'}{F_0'}$. On peut admettre que le pouvoir émissif du car-

bone est, pour la lumière de longueur d'onde $\lambda = 0 \mu 62$ comme pour la lumière blanche, supérieur à 0,85. Celui de l'oxyde de nickel à $1\,100^0$ C est environ 0,875 ⁽¹⁾

$\frac{F - F'}{F}$ est donc inférieur à $1,7/1\,000$,

et $\frac{F_0 - F_0'}{F_0}$ est égal à environ $1,5/1\,000$.

On a par suite $\frac{|N - N'|}{N} < \frac{1,5}{1\,000}$.

b) *Influence des inégalités de température.* — Sur un flux lumineux unité qui sort de l'enceinte (C) en partant de l'élément E considéré plus haut, la fraction α a été émise par cet élément, et le complément δ provient (après une ou plusieurs réflexions), du reste de l'enceinte.

Admettons, pour simplifier, que celle-ci est tout entière à la température $T + dT$, sauf l'élément E qui est à T^0 (Si dT est en fait l'écart maximum de température entre E et un point quelconque de la paroi, le calcul que nous allons faire fournira une limite supérieure des erreurs dues au manque d'isothermie).

Les mesures photométriques donnant, au lieu de la brillance cherchée $B = f(T)$,

le résultat :

$$\begin{aligned} B'' &= \alpha f(T) + \delta f(T + dT) \\ &= B + \delta \frac{df}{dT} dT. \end{aligned}$$

(1) BURGESS et FOOTE, *Bull. Bur. Stand.*, 11, 41, 1914.

D'où :

$$\frac{B'' - B}{B} = \delta \frac{f'(T)}{f(T)} dT < \frac{0,75}{1000} dT$$

si on admet $\delta < \frac{15}{100}$, l'expérience ayant donné d'autre part

$$\frac{f'}{f} = \frac{1}{200}.$$

Nous n'avons pu déterminer expérimentalement une limite supérieure de dT . Remarquons toutefois que l'ouverture du cylindre n'est pas visible, au milieu de sa paroi avant (même si l'on observe à travers un écran bleu foncé); la température de celle-ci ne diffère donc probablement pas de celle du fond de plus de 1 à 2°.

D'ailleurs, à cause des diaphragmes disposés en avant de l'enceinte (C), celle-ci ne rayonne qu'en direction presque normale, dans un angle solide inférieur au double de l'angle utile $\frac{\sigma}{D^2} = \pi\epsilon$, et la puissance correspondante est d'environ

$$W = \frac{5,7 \cdot 10^{-12}}{\pi} \frac{2\sigma^2}{D^2} T^4 = 0,4 \text{ w.}$$

Or, l'application de la loi de Stéfán montre que l'élément E, de surface $s = \sigma$, à la température T, recevrait par rayonnement, du reste de l'enceinte supposé à la température $T + dT$ la puissance $W' = 4 \times 5,7 \cdot 10^{-12} T^3 dT = 0,2 dT \text{ watts}$.

D'autre part, d'après Worthing⁽¹⁾, le coefficient de conductibilité calorifique du carbone amorphe à 2000° est environ 0,75 watt/cm. degré : à une chute de température dT , entre les extrémités d'un conducteur de 2 cm. de long et 60 mm² de section, correspond une puissance transportée :

$$W'' = 0,75 \times \frac{0,6}{2} dT = 0,2 dT \text{ watts.}$$

Pour que les apports d'énergie par rayonnement et par

(1) WORTHING, *Phys. Rev.*, 12, 199, 1918.

conduction compensent les pertes subies par l'élément E, il suffit donc que dT soit d'environ 1 degré.

D'où :

$$\frac{B' - B}{B} < \frac{0,75}{1\ 000}$$

Le manque d'uniformité de température des enceintes (C) et (C₀) a aussi cet effet qu'au lieu de mesurer le rapport $N = \frac{F}{F_0}$ des flux monochromatiques émis par le corps noir à T⁰ et T₀⁰, on mesure la quantité $N'' = \frac{F''}{F_0''}$.

En faisant les mêmes hypothèses que ci-dessus, on trouve :

$$F'' = F + \delta \frac{dF}{dT} dT = F \left(1 + \frac{\delta c_2}{\lambda \cdot T^2} dT \right)$$

d'après la loi de Wien.

D'où :

$$\frac{F'' - F}{F} < \frac{0,15 \times 14\ 312}{0,62 \times (2\ 074)^2} \text{ ou } \frac{0,8}{1\ 000}$$

De même :

$$\frac{F_0'' - F_0}{F_0} < \frac{0,125 \times 14\ 312}{0,62 \times (1\ 336)^2} \times 0,5 \text{ ou } \frac{0,8}{1\ 000}$$

l'uniformité de température de (C₀) étant probablement réalisée à un demi-degré près, comme l'ont montré les mesures faites avec le couple explorateur.

Donc enfin :

$$\frac{N'' - N}{N} < \frac{1,6}{1\ 000}$$

En résumé, les différences entre les radiateurs utilisés et le corps noir théorique se traduisent par des écarts relatifs sur B et N, probablement inférieurs à 3/1 000.

4. Conclusion. — Les recherches que nous venons d'exposer semblent démontrer *la possibilité d'emploi du corps noir comme étalon de brillance, dans les conditions suivantes :*

La température est repérée par la valeur N du rapport des rayonnements émis soit par le corps noir étalon, soit par un corps noir au point de fusion de l'or, dans un étroit domaine spectral.

Celui ci est déterminé, comme nous l'avons indiqué, à l'aide des trois longueurs d'onde :

$$\lambda_1 = 0 \mu 61636$$

$$\lambda_0 = 0 \mu 62173$$

$$\lambda_2 = 0 \mu 62665$$

du spectre du néon.

Pour mesurer le rapport N , on fait usage d'un disque de Talbot, tournant à la vitesse de 1 200 t/m environ et présentant deux ouvertures diamétralement opposées dont les angles sont voisins de $\frac{\pi}{\sqrt{N}}$.

C'est pour les valeurs du rapport N comprises entre 450 et 470 que la couleur du corps noir est voisine de celle des lampes à filament de carbone, au régime de 4 watts par bougie, qui sont les étalons provisoires actuels. Dans cet intervalle, sa brillance B est donnée par la formule :

$$B = 68,5 + 0,14 (N - 460) \text{ b/cm}^2 \quad (1)$$

si on attribue à l'étalon provisoire que nous avons employé l'intensité lumineuse $I = 18 \text{ b. } 60$.

Nous avons construit un « radiateur étalon » dont la température, voisine de 2.075° absolus, peut être maintenue constante à quelques dixièmes de degré près. Nous pensons avoir effectué la mesure du rapport $\frac{B}{I}$ avec une erreur relative inférieure à 1/100.

La détermination du rapport N , c'est-à-dire la reproductibilité de la température du corps noir employé, est assurée avec une précision correspondant à un écart relatif maximum de $1,25/100$ sur la brillance.

Enfin, le rayonnement lumineux de l'enceinte que nous avons utilisée ne diffère vraisemblablement pas de celui du corps noir théorique correspondant à la même valeur de N de plus de $0,6/100$.

Ces limites supérieures des erreurs possibles ne sont sans doute pas atteintes : le résultat donné ci-dessus (formule (1)) est déduit de la moyenne de 26 mesures, faites avec un même radiateur, mais comportant chacune la détermination du rapport N et celle de $\frac{B}{T}$. L'écart relatif maximum de ces mesures, par rapport à la moyenne, fut de $14/1\ 000$, et l'écart moyen de $6,4/1\ 000$.

Il semble donc que le « corps noir » construit et utilisé dans les conditions que nous avons indiquées, est déterminé dès à présent avec une précision suffisante pour pouvoir remplacer avantageusement les étalons provisoires actuels.

Remarquons d'ailleurs qu'il est facile de modifier sa température, et par suite sa couleur. On pourrait donc lui comparer avec précision non seulement des étalons secondaires à filament de carbone, mais encore des lampes à filament de tungstène dans le vide, etc..., et ramener ainsi beaucoup de problèmes de photométrie hétérochrome à un seul, celui de la variation de la brillance B avec le rapport N , dans un assez grand intervalle de température ⁽¹⁾.

Le corps noir présente de plus le grand intérêt de pouvoir

(1) D'après une mesure très grossière, pour que le corps noir ait même couleur que les lampes à filament de tungstène dans le vide servant d'étalons secondaires au Laboratoire Central d'Electricité, il faut rendre N voisin de 1600 (la température correspondante est de l'ordre de 2340° K). Sa brillance est alors d'environ 180 b/cm^2 .

servir en radiométrie comme étalon de flux monochromatiques, ou comme source dont la distribution spectrale d'énergie soit exactement connue ; il conviendra très bien, notamment, aux mesures sur la sensibilité des plaques photographiques.

Nous nous proposons d'étudier ultérieurement ces diverses applications. Nous nous efforcerons auparavant de simplifier le dispositif expérimental, — d'augmenter la précision des mesures (particulièrement de celles qui déterminent N), et enfin de contrôler (en modifiant les dimensions des radiateurs employés) la reproductibilité de l'étalon proposé.

Ces recherches ont été effectuées au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Nous ne saurions assez exprimer notre profonde reconnaissance à M. H. Abraham, Directeur de ce Laboratoire, pour les précieux conseils qu'il nous a prodigués et les facilités matérielles qu'il nous a procurées.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.	
Objet de ces recherches	1

CHAPITRE PREMIER

Etat actuel de la question de l'étalon primaire d'intensité lumineuse.

1. Principales qualités exigibles de l'étalon	3
2. Insuffisance des étalons actuellement employés.	
a) Etalons électriques à filament incandescent. . .	3
b) Etalons à flammes	5
3. Propositions antérieures.	
a) Etalon Violle	6
b) Cratère de l'arc	8
4. Essais d'utilisation du « corps noir ».	
a) Intérêt présenté par ce radiateur. Difficultés à surmonter	8
b) Déterminations indirectes de sa brillance . . .	10
c) Mesures directes. Travaux de Hyde, Forsythe et Cady, et de Ives	11

CHAPITRE II

Principe de nos mesures.

Détermination de la température du corps noir. . . .	15
Mesures photométriques	17
Mesures spectrophotométriques.	17
Choix de la bande spectrale utilisée	18

CHAPITRE III

Réalisation des expériences.

1. Disposition générale des appareils.	23
2. Corps noir « étalon ».	
a) Choix du mode de chauffage	23
b) Description du four à tube de carbone. Puis- sance consommée	27

	Pages
c) Enceinte rayonnante	30
d) Contrôle de la constance de la température . . .	30
e) Réglage du four	31
Emploi d'une lampe à trois électrodes pour la mesure des très faibles variations d'amplitude d'une tension alternative . . .	33
f) Uniformité de température à l'intérieur du four .	34
3. Corps noir au point de fusion de l'or.	
a) Four à spirales de « nichrome »	36
b) Enceinte rayonnante	37
c) Constance de la température	38
d) Uniformité	39
e) Réglage de la température du corps noir au point exact de fusion de l'or.	43
4. Usage du photomètre.	
a) Photomètre.	45
b) Lampe-tare.	46
c) Lampe-étalon	47
d) Image réelle du « corps noir »	47
e) Mesure de la surface utile σ	48
f) Mesure du facteur de transmission θ	50
5. Usage du spectrophotomètre.	
a) Appareil employé.	54
b) Réglage.	56
Facteur de transmission du spectroscopie pour les diverses longueurs d'onde de la bande spectrale utilisée	57
c) Emploi pour les mesures sur le corps noir . .	61
d) Disque de Talbot, mesure de son facteur de transmission t	62
e) Précision des mesures	67
6. Description d'une expérience complète	68

CHAPITRE IV

Résultats.

1. Valeur de la brillance B du corps noir, en fonction du rapport N , dans le domaine de températures où sa couleur est voisine de celle des lampes à filament de carbone	80
Calcul approximatif de la température correspon- dante.	82

	Pages
2. Degré de précision de nos mesures.	
a) Erreur possible sur le rapport $X = \frac{B}{\lambda}$. . .	86
b) Erreur possible sur N	86
3. Différences entre les radiateurs utilisés et le corps noir théorique.	
a) Influence des ouvertures	88
b) Influence des inégalités de température . . .	89
4. CONCLUSION	92

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les matériaux ultra-réfractaires

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 13 Mai 1925.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. MOLLIARD.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

P. APPELL.

